AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Fünftes Heft | Zweiter Jahrgang | September 1937

Über die mechanische Frequenzanalyse einmaliger Schwingungsvorgänge und die Bestimmung der Frequenzabhängigkeit von Übertragungssystemen und Impedanzen mittels Ausgleichvorgängen

Von Georg v. Békésy

Mit 7 Abbildungen

1. Einleitung

Seitdem durch die FOURIER-Analyse bekannt geworden ist, daß sich jeder beliebige Schwingungsvorgang als Summe von Sinusschwingungen darstellen läßt, wurden die Eigenschaften von Übertragungssystemen dadurch charakterisiert, daß für die verschiedenen Frequenzen das Übertragungsmaß der Sinusschwingungen nach Größe und Phase angegeben wurde. Diese Darstellungsart hat sich so eingebürgert, daß die in der letzten Zeit entwickelten Meßmethoden der Fernsprechtechnik und Akustik sich zum größten Teil auf sinusförmige Schwingungen beziehen. Der Grund dafür dürfte darin zu suchen sein, daß die Berechnungen von Ausgleichsvorgängen, die ebenso gut zur Charakterisierung eines Systemes dienen können wie das Übertragungsmaß, verhältnismäßig schwer sind und auch die Registrierung der Ausgleichsvorgänge umständliche Anordnungen erforderte. Demgegenüber konnten durch die Wechselstromtheorie die Berechnungen der sinusförmigen Schwingungsverhältnisse sehr vereinfacht werden.

In letzter Zeit trat nun insofern eine Änderung ein, als durch die hohe Entwicklung der Oszillographen, insbesondere der Kathodenstrahl-Oszillographen, Ausgleichsvorgänge mit Leichtigkeit aufgenommen werden können. Es gibt daher Gebiete, wo gegenwärtig die Aufnahme der Einschwingvorgänge sich bedeutend leichter durchführen läßt als eine Messung des Übertragungsmaßes mit Sinusschwingungen, so daß es zweckmäßig ist, das Übertragungsmaß möglichst aus den Einschwingvorgängen des Systemes zu ermitteln.

So sind z. B. unterhalb 20 Hz fast alle Messungen mit sinusförmigen Schwingungen schwer auszuführen, denn es bestehen keine Schwingungsquellen von genügender Obertonreinheit. Außerdem nehmen die meisten Meßsysteme unbequeme Größen an, so wird z. B. eine Wechselstrombrücke für diesen Frequenzbereich meist wegen der großen Werte der Selbstinduktion und Kapazität sehr unhandlich. Demgegenüber können die durch einen Stoß erzeugten Einschwingvorgänge eines solchen tief abgestimmten Systemes besonders leicht registriert werden.

Ähnlich liegen die Verhältnisse, falls keine Grundeinheiten zur Verfügung stehen. Z. B. kann die akustische Analogie des elektrischen Widerstandes, der Selbstinduktion und der Kapazität in einem größeren Frequenzbereich nicht getrennt nachgebildet werden, so daß bei der akustischen Impedanz, wie K. SCHUSTER[1]) gezeigt hat, besondere Normalen verwendet werden müssen.

Wertvoll ist ferner die Untersuchungsmethode mittels der Ausgleichvorgänge bei Systemen, welche nur für kurze Zeit der Messung zugänglich sind. Man kann hier die Meßdauer

[1]) K. SCHUSTER. Elektr.-Nachr.-Technik 13 (1936), S. 164.

oft auf einige Sekunden beschränken und dann nachträglich aus den Einschwingkurven das Verhalten des Systemes für die Sinusschwingungen berechnen. Viele physiologische Messungen werden erst auf diese Weise möglich. Z. B. ist die Messung der Frequenzabhängigkeit der akustischen Impedanz der Mundöffnung bei den verschiedenen Vokalstellungen durch Anzupfen der Mundhöhle mittels eines Knalles gut auszuführen. Bei Messungen mit Tönen erhält man jedoch keine übersichtlichen Ergebnisse, da man die Mundform nur einige Augenblicke konstant halten kann und sich auch die Öffnung der Stimmlippen unwillkürlich verändert, so daß die Resonanzkurve selbst bei automatischer Registrierung unsauber werden kann.

Wiederholt man die Ausgleichsvorgänge periodisch, so kann man die zeitliche Veränderung eines Systemes augenblicklich verfolgen und wenn nötig nachträglich die zu einem Zeitpunkt gehörige Frequenzabhängigkeit des Übertragungsmaßes bestimmen. Die Veränderung der Schallausbreitung im Freien bei Wind läßt sich so verfolgen, indem man eine Knallfolge oszillographiert. Für die Untersuchung der Schallausbreitung auf größere Entfernungen scheint überhaupt der Knall noch die einfachste akustische Schallquelle zu sein wegen der leicht steigerbaren Energie und der gleichmäßigen Schallabstrahlung nach allen Richtungen.

Bedeutung erhält auch die Methode bei der Untersuchung von Bodenschwingungen, denn man kann meist nur durch eine Sprengung eine genügende Schwingungsamplitude der Erde erhalten, so daß nur über diesen Umweg Aufschluß über die Ausbreitung der verschieden frequenten Schwingungen erhalten werden kann.

Auch zur betriebsmäßigen Überprüfung von Übertragungssystemen erwiesen sich die Ausgleichschwingungen oft als sehr geeignet, denn schaltet man mit dem Stoßvorgang gleichzeitig auch etwa die Zeitlinie eines Kathodenstrahloszillographen ein, so wiederholen sich die Ausgleichvorgänge immer an der gleichen Stelle des Oszillographenschirmes und man kann sie daher nachzeichnen. Tritt eine Störung des Übertragungssystemes ein, so ist dies oft rascher wahrnehmbar als bei der üblichen Aufnahme der Frequenzabhängigkeit der übertragenen Schwingungsamplitude, welche die Phasenverhältnisse des Übertragungssystemes vernachlässigt. Außerdem lassen sich die Haupteigenschaften eines schwingungsfähigen Systemes aus den Ausgleichvorgängen meist gut ablesen, wie dies z. B. E. WAETZMANN[1]) bereits vor vielen Jahren bei der Untersuchung der Fernhörermembranschwingungen durch Zupfschwingungen gezeigt hat. Interessant ist es auch festzustellen, daß die medizinische Akustik bei den Perkussionsmethoden geblieben ist.

2. Die Berechnung des Übertragungsmaßes aus den Ausgleichschwingungen

Ist bei irgendeinem linearen schwingungsfähigen System die eine Variable $E = 0$ bis zur Zeit $t = 0$ und führt, wie die Abb. 1 zeigt,

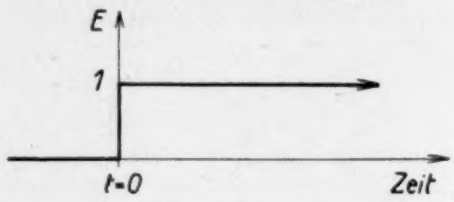

Abb. 1. Zeitlicher Verlauf des Einheitssprunges

in diesem Zeitpunkt einen Einheitssprung aus, um dann wiederum konstant zu bleiben, so entsteht durch diesen Einheitssprung eine Ausgleichschwingung irgendeiner zweiten Variablen I, deren zeitlicher Verlauf mit $A(t)$ bezeichnet werden soll. Ist diese Ausgleichschwingung bekannt, so kann, wie J. R. CARSON[2]) gezeigt hat, nach der Operatorenrechnung auch die Ausgleichschwingung $I(t)$ für jeden beliebigen zur Zeit $t = 0$ einsetzenden zeitlichen Verlauf der Variablen $E(t)$ nach den Formeln

$$(1a) \quad I(t) = A(0) \cdot E(t) + \int_0^t A'(\tau) \cdot E(t-\tau)\, d\tau$$

[1]) E. WAETZMANN, Ann. d. Physik 42 (1913), S. 730.

[2]) J. R. CARSON, Elektrische Ausgleichsvorgänge und Operatorenrechnung, deutsch von F. OLLENDORFF und K. POHLHAUSEN. Springer 1929.

$$= E(0)\cdot A(t)+\int_0^t E'(t-\tau)\cdot A(\tau)\,d\tau \tag{1b}$$

berechnet werden, wobei die Striche Differentiationen nach der Zeit bedeuten, d. h.

$$A'(t)=\frac{d}{dt}A(t)\,.$$

Lassen wir nun die Variable E von der Zeit $t=0$ ab Sinusschwingungen ausführen mit der Frequenz $\frac{\omega}{2\pi}$, d. h.

$$E(t)=E\sin(\omega t+\Omega)\,,$$

so führt auch I Sinusschwingungen aus, wobei sich für den Endzustand $t\to\infty$ durch Einsetzen in Gl. (1a) der Wert ergibt

$$I=E\sin(\omega t+\Omega)\cdot\left[A(0)+\int_0^\infty\cos\omega\tau A'(\tau)\,d\tau\right] - E\cos(\omega t+\Omega)\cdot\int_0^\infty\sin\omega\tau\cdot A'(\tau)\,d\tau\,. \tag{2a}$$

Durch Einsetzen in Gl. (1b) erhält man

$$I=E\cos(\omega t+\Omega)\cdot\omega\int_0^\infty\cos\omega\tau\cdot A(\tau)\,d\tau + E\sin(\omega t+\Omega)\cdot\omega\int_0^\infty\sin\omega\tau\cdot A(\tau)\,d\tau, \tag{2b}$$

wenn vorausgesetzt wird, daß $A(t)$ für $t\to\infty$ verschwindet. Diese in der Akustik fast stets zulässige Voraussetzung nimmt an, daß eine konstante Änderung der einen Variablen auf die andere nicht übertragen wird. Sollte jedoch durch die konstante Veränderung der einen Variablen die andere einer veränderten Gleichgewichtslage zustreben, so ist nach Gl. (2a) zu rechnen.

Führt man für den eingeschwungenen Zustand in Anlehnung an die Wechselstromtheorie das Übertragungsmaß ein

$$I e^{i(\omega t+\Omega)}=\dot{U}\cdot E\,e^{i(\omega t+\Omega)}=[\alpha(\omega)+i\beta(\omega)]\cdot E\,e^{i(\omega t+\Omega)}\,,$$

so erhält man

$$I=E[\alpha(\omega)\sin(\omega t+\Omega)+\beta(\omega)\cos(\omega t+\Omega)]\,. \tag{3}$$

Der Vergleich mit (2a) ergibt für das gesuchte Übertragungsmaß

$$\alpha(\omega)=A(0)+\int_0^\infty\cos\omega\tau\cdot A'(\tau)\,d\tau \qquad \beta(\omega)=-\int_0^\infty\sin\omega\tau\cdot A'(\tau)\,d\tau\,, \tag{4a}$$

während der Vergleich mit (2b)

$$\alpha(\omega)=\omega\int_0^\infty\sin\omega\tau\cdot A(\tau)\,d\tau \qquad \beta(\omega)=\omega\int_0^\infty\cos\omega\tau\cdot A(\tau)\,d\tau \tag{4b}$$

ergibt.

Da E und I willkürliche Variable darstellen, so können sie auch die Eingangsspannung und den Eingangsstrom an einem elektrischen Netzwerk bedeuten, so daß $\dot{U}$ den reziproken Wert der Impedanz ergibt. Dies läßt sich auch auf die mechanischen und akustischen Analogien erweitern.

Die vorkommenden Integrale besitzen genau die gleiche Form wie die bei der Frequenzanalyse einer nicht periodischen, zur Zeit $t=0$ beginnenden und allmählich abklingenden Schwingung auftretenden Fourierschen Integrale. Es ist nämlich

$$f(x)=\int_0^\infty\cos\omega x\cdot\varphi_1(\omega)\,d\omega + \int_0^\infty\sin\omega x\cdot\varphi_2(\omega)\,d\omega$$

$$\varphi_1(\omega)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\cos\omega x\cdot f(x)\,dx \qquad \varphi_2(\omega)=\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\sin\omega x\cdot f(x)\,dx \tag{5}$$

wobei

$$\sqrt{\varphi_1(\omega)^2+\varphi_2(\omega)^2}$$

als zur Kreisfrequenz ω gehörige Amplitude im Spektrum der Funktion $f(x)$ aufgefaßt werden kann.

Die Bestimmung des Übertragungsmaßes aus den Ausgleichvorgängen hat nur dann einen praktischen Wert, wenn es in einfacher Weise gelingt, die Fourierschen Integrale auszuwerten.

3. Bestimmung der Fourierschen Integrale

Von T. S. Gray[1]) und V. Bush[2]) wurden Integraphen konstruiert, welche Integrale von der Form

$$f(t)=\int_a^t z(t\pm\lambda)\cdot g(\lambda)\,d\lambda$$

zu ermitteln erlauben. Wegen ihrer allgemeinen

[1]) T. S. Gray, J. Franklin Inst. 77 (1931), S. 77.
[2]) V. Bush, ebd., S. 447.

Verwendbarkeit sind sie jedoch auch entsprechend kompliziert, so daß es zweckmäßig ist, einen Integraphen zu verwenden, der die von uns gebrauchte spezielle Form löst.

Prinzipiell kann jeder harmonische Analysator mit stetig veränderbarer Basislänge verwendet werden. Denn strebt die zu analysierende Kurve, wie die Abb. 2 zeigt, nach Null und wählt man die Basislänge a etwas länger als die Kurve, so gibt der Analysator das Integral

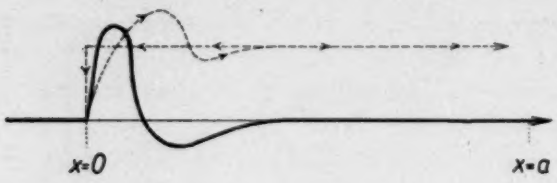

Abb. 2. Zur Frequenzanalyse eines einmaligen Vorganges mittels eines harmonischen Analysators

$$\int_0^a \cos\left(\frac{2\pi n}{a}x\right)\cdot f(x)\,dx \quad \text{bez.} \quad \int_0^a \sin\left(\frac{2\pi n}{a}x\right)\cdot f(x)\,dx, \tag{6a}$$

das bis ∞ erweitert werden kann, da über a hinaus $f(x)=0$ ist. Setzt man entsprechend in Gl. (5)

$$\omega = \frac{2\pi n}{a}, \tag{6b}$$

so kann man durch stetiges Verlängern der Basislänge für die verschiedenen Werte von ω das Integral bestimmen. Im allgemeinen wird man a stetig etwa bis zur halben Länge verkürzen und hierauf sprungweise auf die ursprüngliche Länge zurückstellen und dafür n verdoppeln, was durch entsprechende Umordnung des Analysators geschieht. Auf diese Weise wird in jeder Analysatoreinstellung durch Veränderung der Basislänge jeweils eine Oktave stetig überstrichen.

Kommt es nur auf die Amplitude des Frequenzspektrums an, so kann die Kurve in der Richtung der x-Achse verschoben werden, ohne daß eine Änderung eintritt. Ist jedoch auch die Phase der Schwingungen wichtig, so muß der Anfangspunkt der Kurve bei den verschiedenen Basislängen stets die gleiche Entfernung von dem Basisanfang haben.

4. Frequenzanalyse einmaliger Schwingungsvorgänge mit dem harmonischen Analysator von O. Mader

Unter den harmonischen Analysatoren mit veränderlicher Basislänge ist wohl derjenige von O. Mader[1]) der einfachste und verbreitetste. Er besteht wie die Abb. 3 zeigt aus einem in vertikaler Richtung verschiebbaren Wagen W, an dessen rechter Seite ein Arm A mit dem Fahrstift F drehbar ist. Durch eine Drehung des Fahrarmes wird über eine Zahnstange Z ein Zahnrad D gedreht, das zwei Vertiefungen C und S besitzt. Wird in diese Vertiefungen der Fahrstift eines Planimeters gebracht und F längs der zu analysierenden Kurve und zurück längs der x-Achse geführt, so beträgt die planimetrierte Fläche F_c bez. F_s

$$F_c = \frac{2K}{a}\int_0^a \cos\omega x\cdot f(x)\,dx \quad \text{bez.} \quad F_s = \frac{2K}{a}\int_0^a \sin\omega x\cdot f(x)\,dx \tag{7}$$

wenn K eine Analysatorkonstante bedeutet.

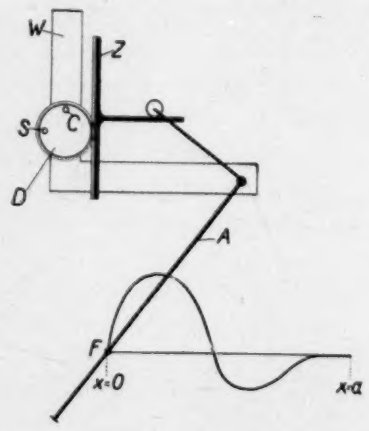

Abb. 3. Harmonischer Analysator von O. Mader

Auf diese Weise ergibt sich aus Gl. (5) für das Amplitudenspektrum

$$\varphi_1(\omega) = \frac{aF_c}{2\pi K} \quad \text{bez.} \quad \varphi_2(\omega) = \frac{aF_s}{2\pi K}, \tag{8}$$

wobei die zugehörige Kreisfrequenz $\omega = \frac{2\pi n}{a}$

[1]) O. Mader, Elektrotechn. Z. 1909, S. 847. Vgl. auch den photoelektrischen Analysator von Verf.: Elektr. Nachr.-Techn. 1937.

beträgt. Hierbei erhält man ω in cm^{-1}. Um die übliche Kreisfrequenz zu erhalten, ist dieser Wert mit p zu multiplizieren, wenn die Papiergeschwindigkeit bei der oszillographischen Aufnahme p cm sec^{-1} betrug.

Dem Analysator liegen Zahnräder bei, durch die nacheinander $n = 1$, 2, 4 und 8 eingestellt werden kann. Die Länge der zu analysierenden Kurve wählt man zweckmäßig etwa 9 cm, so daß a durch Verstellen des Stiftes F längs dem Arm A von 9 auf 36 cm vergrößerbar ist, wodurch im ganzen ein Frequenzbereich von 5 Oktaven überbrückt wird. Um diesen Bereich noch zu vergrößern, wurde ein zweites Zahnrad $n = 8$ hergestellt und auf dessen Achse das Zahnrad $n = 2$ befestigt und mit diesem vergrößerten Übersetzungsverhältnis das Zahnrad $n = 4$ bez. $n = 8$ in Drehung versetzt. Durch diese zusätzliche Übersetzung wird die Konstante des Analysators K auf den 4fachen Wert vergrößert und auch n wächst scheinbar auf 16 bez. 32, so daß nun 7 Oktaven zur Verfügung stehen.

Man kann auf diese Art noch die 32. Oberschwingung der Basislänge bestimmen. Will man noch höher gehen, so zerlegt man das Integral

$$\int_0^\infty = \int_0^a + \int_a^{2a} + \cdots \int_{(n-1)a}^{na}, \tag{9}$$

d. h. man wählt die zu analysierende Kurve länger als $a = 9$ cm und integriert stückweise bis $f(x) = 0$ geworden ist und addiert die einzelnen für F_c und F_s erhaltenen Werte.

Bei der praktischen Durchführung befestigt man zweckmäßig die zu analysierende Kurve an einen in Richtung der x-Achse verschiebbaren Schlitten, damit ohne Verschiebung des Analysators bei den verschiedenen Basislängen die verschiedenen Teilpunkte der Kurve stets an den Basisanfang kommen.

Nähert sich die zu analysierende Kurve mit zunehmender Zeit nicht der x-Achse, sondern strebt sie, wie in der Abb. 2 punktiert dargestellt ist, einem konstanten Wert e zu, so fährt man mit dem Fahrstift des Analysators nicht auf der x-Achse zurück, sondern auf der in der Abb. 2 punktiert dargestellten Geraden. Um das Amplitudenspektrum von $f(x)$ zu bekommen, muß man zu dem erhaltenen Wert von $\varphi_2(\omega)$ noch das Amplitudenspektrum der rückwärts durchlaufenen rechteckigen Kurve addieren, das durch

$$\varphi_2'(\omega) = \frac{e}{\pi\omega} \tag{10}$$

gegeben ist,

5. Bestimmung der Frequenzabhängigkeit des Übertragungsmaßes mit dem Maderschen Analysator

Ist das Differential der Ausgleichschwingungen für den Einheitsstoß $A(t)$ bekannt, so gibt der Vergleich der Gl. (4a) und (7) für das mit dem Maderschen Analysator gemessene Übertragungsmaß

$$\alpha(\omega) = A(0) + \frac{a F_c}{2K}$$
$$\beta(\omega) = -\frac{a F_s}{2K}. \tag{11a}$$

Ist dagegen der Ausgleichvorgang für den Einheitsstoß $A(t)$ selbst gegeben, so ergibt die Gl. (4b)

$$\alpha(\omega) = \frac{n\pi F_s}{K}$$
$$\beta(\omega) = \frac{n\pi F_c}{K}, \tag{11b}$$

wobei wiederum $\omega = \frac{2\pi n}{a}$ in cm^{-1} erhalten wird und mit p zu multiplizieren ist, wenn bei der oszillographischen Aufnahme der Ausgleichvorgänge die Papiergeschwindigkeit p cm sec^{-1} betrug.

Um einen Anhaltspunkt über die Genauigkeit zu erhalten, mit der das Übertragungsmaß durch mechanische Integration des Ausgleichvorganges bestimmt werden kann, wurde für die Reihenschaltung eines Kondensators $C = 1\,\mu F$ mit einem Widerstand $R = 1000\,\Omega$ der Ladestrom des Kondensators bestimmt, der beim plötzlichen Anlegen einer konstanten Spannung auftritt. Die für den Absolutwert des Übertragungsmaßes, d. h. des reziproken Wertes der Impedanz

$$|\dot{U}| = \sqrt{\alpha(\omega)^2 + \beta(\omega)^2}$$

nach Gl. (11b) erhaltenen Werte sind in der Abb. 4 durch die Punkte eingetragen, während

die ausgezogene Kurve die berechnete Frequenzabhängigkeit des üblichen Wechselstromleitwertes

$$\frac{1}{Z(\omega)} = \frac{1}{R + \frac{1}{i\omega C}}$$

ihrer absoluten Größe nach darstellt.

Wie die Messungen zeigen, überschreitet der Fehler selten 1% des größten Absolutwertes.

NER[1]) zur Herstellung synthetischer Vokale benutzte Anordnung, bei der die rechteckige Form der Hysteresisschleife unter Zug befindlicher magnetischer Legierungen zur plötzlichen Induktionsänderung benutzt wird.

Aus dem von K. W. WAGNER ebendort berechneten Teiltonspektrum verschieden geformter Stöße kann man ermitteln, welche

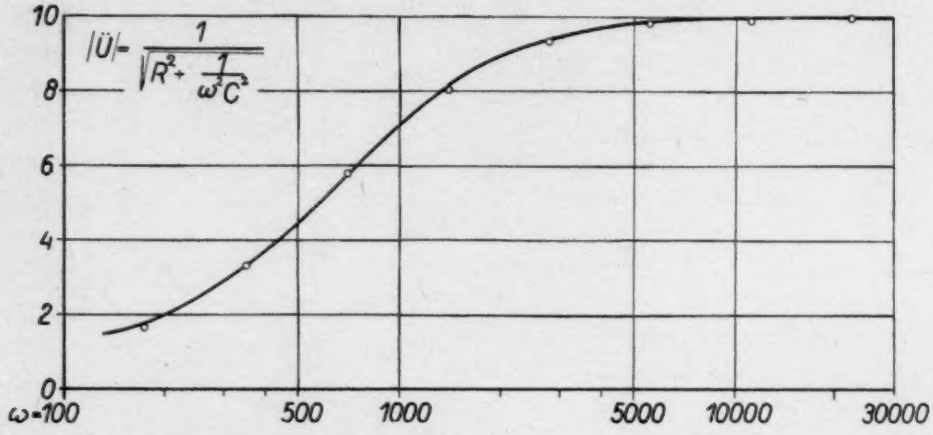

Abb. 4. Aus der Wechselstromimpedanz berechnete und aus dem Einschwingvorgang gemessene Frequenzabhängigkeit des Übertragungsmaßes

6. Stoßquellen

Um bei der Messung des Übertragungsmaßes genaue Werte zu erhalten, ist es sehr wichtig, das Anstoßen der Ausgleichschwingungen sehr sauber vorzunehmen.

Bei elektrischen Systemen gelingt dies einfach durch plötzliches Anlegen einer Gleichspannung E. Man kann jedoch einen kurzen rechteckigen Spannungsstoß auch verwenden, denn ist seine Zeitdauer dt, so ergibt sich für den Ausgleichvorgang

$$E\,[A(t) - A(t-dt)] = E\,A'(t)\,dt\,,$$

so daß die Gl. (4a) verwendet werden können. Da dt klein gegenüber der Periodendauer der in Betracht kommenden Frequenzen sein muß, so ist diese Methode besonders für tief abgestimmte Systeme zweckmäßig, wo noch mittels mechanischer Relais der Spannungsstoß leicht hergestellt werden kann. Sind höhere Frequenzen zu berücksichtigen, so sind elektrische Relais zu verwenden oder die von K. W. WAG-

Fehler entstehen, wenn die Stoßdauer nicht genügend kurz ist.

Bei der Schallübertragung in Luft und den meisten akustischen Systemen kommt nur der kurze Stoß in Betracht. Man verwendet dazu zweckmäßig den Knall eines elektrischen Funkens. Für größeren Schalldruck kann man dazu Leydener Flaschen und eine Kondensatormaschine verwenden, für normale Schalldrucke bewährte sich jedoch die in der Abb. 5 dargestellte Anordnung. Sie besteht aus einer Injektionsnadel J, die an ihrem einen Ende eine Erweiterung mit einem Graphitkontakt (die Mine eines harten Bleistiftes) besitzt. Im Innern der Nadel befindet sich verschiebbar ein elektrisch isolierter Draht, der am einen Ende einen Wolframkontakt trägt, während das andere

[1]) K. W. WAGNER, Ein neues elektrisches Sprechgerät zur Nachbildung der menschlichen Vokale. Abh. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1936, ferner S. GARTEN, Abh. math.-physischen Kl. sächs. Akad. Wiss. 38, 1921.

Ende mit dem Anker eines durch Gummizwischenlage gedämpften magnetischen Relais verbunden ist. Wird der mit dem Oszillographen gekoppelte Schalter S betätigt, so wird der Anker angezogen und die Kontakte nähern sich einander so weit, daß sich der über einem Netzanschlußgleichrichter aufgeladene Kondensator C entladen kann. Der entstehende Knall gelangt durch die Löcher L ins

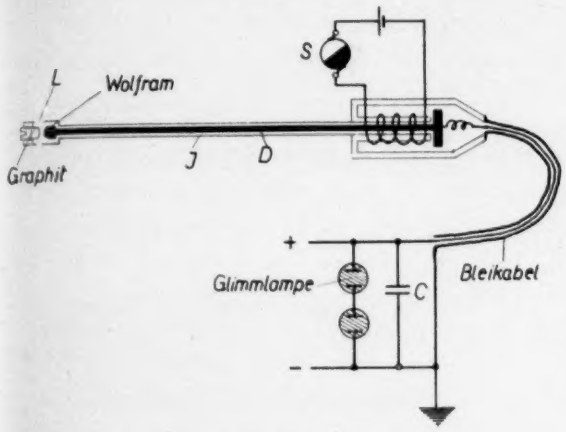

Abb. 5. Geschirmte Funkenstrecke mit einstellbarer Zündung

Freie. Die ganze Anordnung ist elektrisch geschirmt und es konnten damit zur Bestimmung der Dämpfung der Mundhöhlenresonanzen, selbst im hinteren Teile des Rachens, mehrere Monate hindurch bequem kräftige Funken hergestellt werden, ohne daß irgendeine Störung eintrat.

Zum Anzupfen kleinerer mechanischer Systeme eignet sich gut der Klavierhammer ohne Filzbelag.

7. Zwei Beispiele für die Anwendung der Zupfschwingungen

Um die Zweckmäßigkeit der Messung mittels Zupfschwingungen näher zu erläutern, seien zwei Beispiele aus der physiologischen Akustik erwähnt.

Um den Einfluß der Wandnachgiebigkeit der Mundhöhle auf die für die Vokaltheorie wichtige Resonanzschärfe des Mundes zu untersuchen, stellte J. C. Cotton[1]) zylindrische Resonatoren her, deren Wand aus Fleisch und mit Wasser vollgesogener Watte bestand. Die Resonanzkurve wurde aufgenommen, indem die Schalldruckvervielfachung bestimmt wurde, die auftrat, wenn der Resonator vor eine schwingende Fernhörermembran gesetzt wurde. Die Messungen ergaben eine derart flache Resonanzkurve, daß sie mit den gegenwärtigen Vokaltheorien nicht vereinbar ist. Die Nachmessung der Versuche ergab, daß beim wiederholten Aufsetzen und Abnehmen des Resonators leicht Formänderungen auftreten können, wodurch leicht scharfe Resonanzstellen übersehen werden können.

Um dies zu vermeiden und die Versuchsdauer abzukürzen, wurde die in Abb. 5 beschriebene Funkenstrecke auf den Boden des Resonators gebracht und die Zupfschwingungen mittels eines in der Nähe der Resonatormündung gebrachten Kondensatormikrophones registriert. Es zeigte sich hierbei, daß bei dem mit Wasser vollgesogenen Watteresonator tatsächlich fast aperiodische Schwingungen auftreten, indem die frei bleibenden Wattefasern sehr stark dämpfen. Ein Glätten der Oberfläche verminderte sofort die Dämpfung, so daß in diesem Falle lediglich die Oberflächenrauhigkeit und nicht die Wandnachgiebigkeit zur Geltung kommt. Bei den Resonatoren aus Fleisch machte das Abdichten der Resonatorflächen große Schwierigkeiten, indem bereits eine kaum merkbare Öffnung in der Wandung sehr stark dämpfend wirkte.

Um einen Resonator zu erhalten, dessen Wandung der Konsistenz und Oberflächenbeschaffenheit der Wangen entspricht, wurde die von den Histologen benutzte Glyzerin-Gelatine[1]) verwendet, die in eine Metallform gegossen wurde, aus der die erkaltete Gelatineröhre durch gelindes Erwärmen der Form mit warmem Wasser leicht herausfiel. Die über ein Oktavsieb aufgenommenen Schwingungen eines solchen Resonators von 15 cm Länge, 2,5 cm lichter Weite und einer den Wangen entsprechenden Wandstärke von 1,2 cm stellt die

[1]) J. C. Cotton, J. Acous. Soc. Am. 5 (1934), S. 208.

[1]) 7 g Gelatine + 42 ccm Wasser + 50 g Glyzerin + 1 g Karbolsäure.

obere Aufnahme der Abb. 6 dar, während die untere Aufnahme für einen ähnlichen Resonator erhalten wurde, dessen äußere Oberfläche jedoch noch in der Form blieb. Es zeigt sich hieraus, daß die Wandnachgiebigkeit nur eine geringe Rolle bei der Vokalresonanz spielen kann[1]).

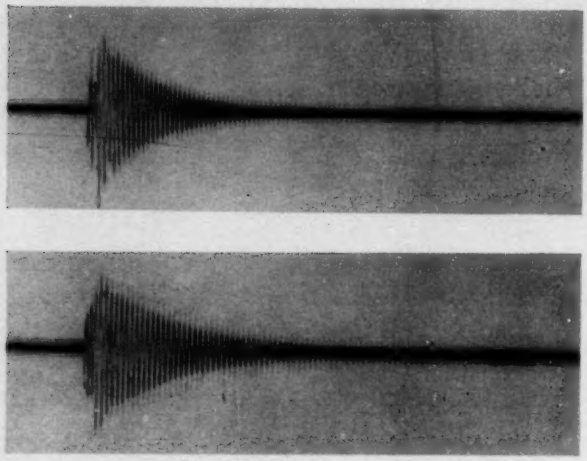

Abb. 6. Zupfschwingungen eines aus Gelatine hergestellten Resonators bei frei schwingender und fest gehaltener Resonatorwand

Versuche, das Übertragungsmaß der Gehörknöchelchenkette des Mittelohres am frischen menschlichen Leichenohr zu messen, scheiterten daran, daß die praktisch zur Verfügung stehende Zeit von der Entnahme des Mittelohres bis zum Abschluß der Messungen nur einige Stunden beträgt. Während dieser Zeit gelingt es nicht, die Frequenzabhängigkeit der Schwingungsamplituden an allen jenen Stellen der Gehörknöchelchenkette nach Amplitude und Phase zu messen, die notwendig sind, um theoretische Folgerungen ziehen zu können und die Schwankungen zwischen den verschiedenen Ohren festzustellen. Meist kann eine Frequenzcharakteristik schon deshalb nicht sicher aufgenommen werden da die befestigten Spiegelchen oder Aluminiumstaubteile an den Schleimhäuten während der längere Zeit andauernden Schwingungen ihre Lage ändern.

Setzt man jedoch das Trommelfell einem Knall aus und registriert, wie z. B. in der Abb. 7 rechts dargestellt ist, die Drehschwingungen des Hammerstieles[1]), so kann man nachträglich nach Gl. (4a) das Übertragungsmaß Gehörgang-Hammerstiel für eine gegebene Schwingungsrichtung berechnen. Dadurch wird das Präparat geschont und die Meßdauer verkürzt.

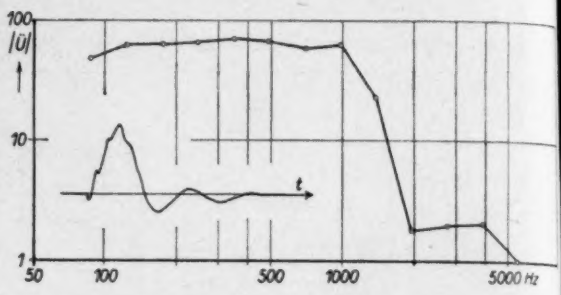

Abb. 7. Die Zupfschwingungen des Hammerstieles der Gehörknöchelchenkette und das daraus berechnete Übertragungsmaß des Systemes Gehörgang-Hammerstiel

8. Zusammenfassung

Es wird darauf hingewiesen, daß das Übertragungsmaß für reine Wechselströme bei vielen Übertragungssystemen zweckmäßig nicht direkt gemessen, sondern aus den Einschwingvorgängen des Systems durch nachträgliche Integration berechnet wird. Für diesen Zweck wird eine geeignete mechanische Integrationsmethode beschrieben und an einem Beispiel die Zweckmäßigkeit der Methode erläutert. Das benutzte Integrationsverfahren ist zugleich geeignet, auf mechanische Weise das Amplitudenspektrum eines einmaligen abklingenden Schwingungsvorganges zu bestimmen.

[1]) Vgl. hierzu S. GARTEN a. a. O. und W. TRENDELENBURG, Frequenz und Dekrement der Eigenschwingungen der Mundhöhle bei Vokalstellungen. S.-B. preuß. Akad. Wiss., Physik.-math. Kl. 1936.

[1]) Akustische Zeitschrift 1 (1936), S. 20. Abb. 9

Eingegangen am 25. Mai 1937.

Über die theoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze

Von Hubert Cremer, Köln, und Lothar Cremer, Berlin

Mit 6 Abbildungen

Teil I

Einleitung

Die von W. C. Sabine [1] zuerst experimentell gefundenen Nachhallgesetze besagen:

Die Schallenergie klingt nach Abschalten einer Schallquelle an allen Punkten eines Raumes in gleicher Weise exponentiell ab. Der Exponent wird durch sämtliche Dämpfungselemente des Raumes unabhängig von ihrer örtlichen Verteilung bestimmt.

Diese Feststellungen sind in Anbetracht der meist komplizierten Form der Räume und der Gestaltung der Wände und Gegenstände, an denen die Schallwellen reflektiert und absorbiert werden, von so erstaunlicher Einfachheit, daß man gar nicht erwarten darf, daß diese Gesetze mehr als eine Annäherung und ein mittleres Verhalten aussagen. Es ist auch von untergeordneter Bedeutung, daß man bei Hohlkrümmungen statt des exponentiellen Abfalles Echos erhalten kann, oder daß in Extremfällen der Ort des Dämpfungsmaterials doch eine Rolle spielt. Für die Ausstattung wirklicher Räume gibt es viele andere Fehlerquellen von gleicher Größenordnung.

Erst wenn man versucht, nach dem Beispiel von W. C. Sabine, in Hallräumen aus den beobachteten Exponenten das Schluckvermögen der einzelnen Stoffe quantitativ zu bestimmen, werden die Abweichungen bedenklich. Eine ausführliche Behandlung der oft 100% betragenden Streuungen der Meßwerte findet sich in den neuesten Untersuchungen von E. Meyer [2]. Aus analogen Versuchen an optischen Modellen kommt er zu dem Ergebnis, daß die Wände besser diffus reflektierend ausgestaltet werden.

Diese Schwierigkeiten der Meßtechnik fordern dazu auf, die zahlreichen theoretischen Begründungen der Sabineschen Gesetze nochmals zu überprüfen und nach den Voraussetzungen zu fragen, die diese erfordern. Dabei zeigt sich, daß die statistischen und die wellentheoretischen Ableitungen von zwar nicht widersprechenden, aber doch gänzlich verschiedenen Annahmen ausgehen; die ersten verlangen, daß jeder Schallstrahl nicht nur jede der verschiedenen Wandflächen treffen, sondern sie auch nacheinander unter allen in Frage kommenden Winkeln treffen muß, eine Forderung, zu der die geringe Zahl der Reflexionen kaum ausreicht. Die letzten verlangen nur, daß die Wellenlängen der angeregten Eigentöne klein gegen die Abmessungen des Raumes und der verschiedenen Begrenzungsflächen sind. Ebenso unüberbrückt stehen sich die Ergebnisse gegenüber, die alle zwar zeigen, daß für sämtliche angeregten Wellenzüge der gleiche Exponent in Frage kommt, der wiederum nur von der Gesamtdämpfung abhängt, die aber diese Dämpfung in gänzlich verschiedenen Formen, als Schluckgrad, als Wandwiderstand, als Störungsglied in der Wellengleichung, einführen.

Das Ziel der Arbeit ist nun neben der kritischen Überprüfung der Ableitungen, die Gültigkeitsbereiche der einzelnen Formeln an Hand eines bestimmten praktisch wichtigen Dämpfungsmaterials festzulegen und zu vergleichen. Hierzu wurden die porösen Schallschlucker gewählt, einmal, weil ihr Verhalten heute bereits besonders genau untersucht ist, dann aber auch, weil die bei den wellentheoretischen Ableitungen gemachten formalen Annahmen bei diesen am ehesten bestätigt sind.

Außerdem lassen sich mit ihnen beliebige homogene Schichten herstellen, die regulär reflektieren. Die mitschwingenden Schallschlucker wirken dagegen in der Nähe ihrer Einspannungen anders als in der Mitte und senden den Schall nach Art schwingender Membrane teilweise diffus zurück. Von diffusen Reflexionen soll aber in dieser Arbeit abgesehen werden, wie dies bei allen zitierten Arbeiten, wenn auch stillschweigend, geschehen ist.

§ 1

Die statistische Ableitung des Nachhallgesetzes

Schon W. C. SABINE [1] gab seinen Ergebnissen eine theoretische Deutung, indem er das mittlere Schicksal eines Schallstrahles verfolgte. Er führte dabei zwei Mittelwerte ein. Den Bruchteil, um den die Intensität beim Auftreffen auf eine Wand im Mittel geschwächt wird, nannte er a „Absorption Coefficient", den wir entsprechend den AEF-Vorschlägen als Schluckgrad bezeichnen. Ferner führte er eine mittlere freie Weglänge l_m ein, so daß ein Strahl in der Zeiteinheit c/l_m mal auftrifft (c Schallgeschwindigkeit), und, da er bei jeder Reflexion um den Faktor $(1-a)$ geschwächt wird, beträgt seine Intensität zur Zeit t nur noch

$$J_t = J_0 (1-a)^{\frac{c}{l_m} \cdot t} . \tag{1}$$

Für zahlreiche Reflexionen in der Zeiteinheit und bei der Summation über viele Schallstrahlen glätten sich diese Stufen zu einer Exponentialkurve, deren Dämpfungsfaktor wir, da es sich um Energien handelt, in der üblichen Weise mit 2δ bezeichnen wollen:

$$J_t = J_0 \cdot e^{-2\delta t} , \tag{2}$$

$$2\delta = -\ln (1-a) \cdot \frac{c}{l_m} . \tag{3}$$

SABINE setzte hierin, da er stets kleine a annahm,

$$-\ln (1-a) \approx a .$$

Vom Standpunkt der statistischen Ableitung, die verlangt, daß stets sehr viele Reflexionen bis zum Verklingen des Schalles auftreten müssen, was nur bei kleinen Schluckgraden gilt, liegt dieser Ersatz im Rahmen der notwendigen Annahmen, und es läßt sich auf dieser Basis gar nicht abschätzen, ob hierdurch der Gültigkeitsbereich eingeschränkt wird.

Da SCHUSTER und WAETZMANN [20] aber auf wellentheoretischer Basis zeigen konnten, daß dem Beibehalten des Logarithmus durchaus physikalische Bedeutung zukommt, so wollen wir denselben schon hier einführen, ihn der Kürze halber

$$-\ln (1-a) = a' \tag{4}$$

schreiben und ihn im Gegensatz zum Schluckgrad a als Schluckexponent bezeichnen. Es sei noch erwähnt, daß bei der Auswertung von Nachhallversuchen bei Begrenzungsflächen von sehr verschiedner Schluckfähigkeit sich große Differenzen ergeben, je nachdem man die einzelnen Schluckgrade arithmetisch oder die Schluckexponenten arithmetisch, d. h. aber die Reflexionsgrade $(1-a)$ geometrisch mittelt [11, 12], besonders dann, wenn der Schluckgrad an einzelnen Stellen sehr groß wird. In diesem Falle sind aber die bei der Ableitung der Nachhallformeln gemachten Voraussetzungen nicht bzw. nur mangelhaft erfüllt. Man müßte vom Standpunkt der statistischen Theorie sogar sagen, daß ihre Anwendbarkeit bereits in Frage gestellt ist, wenn die beiden Mittelbildungen zu wesentlich verschiedenen Ergebnissen führen. Eine gleichmäßige Energieverteilung auf alle Raumpunkte oder gar auf alle Raumpunkte und Richtungen erscheint eben höchstens dann gewährleistet, wenn der Schluckgrad an keiner Stelle zu groß und nicht zu ungleichmäßig im Raum verteilt ist.

Auch hier zeigten erst die wellentheoretischen Betrachtungen, daß der geometrischen Mittelwertbildung bei denjenigen Fällen größerer Schluckgrade, die sich streng erfassen lassen, die größere Bedeutung zukommt.

SABINE mittelte die Schluckgrade zwischen den Flächen arithmetisch. Denken wir uns, was keine Beschränkung der Allgemeinheit bedeutet, den Raum durch m ebene Flächenstücke F_n von jeweils bestimmten Schluckgraden a_n begrenzt, so heißt das

(5) $$a = \bar{a} = \sum \frac{a_n F_n}{F},$$

F Gesamtfläche. Die Tatsache, daß der Schluckgrad auch vom Einfallswinkel ϑ abhängen kann, findet bei ihm noch keine Erwähnung.

Er drückte weiter die mittlere freie Weglänge durch den Quotienten aus Volumen V und Fläche aus:

(6) $$l_m = K \cdot \frac{V}{F}$$

und bestimmte die Konstante K in verschieden geformten Räumen experimentell. Er fand erstaunlicherweise, daß K kaum variierte, und er errechnete einen Mittelwert etwas kleiner als 4.

Etwa drei Jahre danach zeigte W. S. Franklin [3], wenn auch etwas anders vorgehend, daß dieser Faktor $K = 4$ der Annahme entspricht, daß die Schallenergie jede Wandstelle unter allen in Frage kommenden Richtungen trifft.

Bekannter geworden ist die spätere Arbeit von Jäger [7], die sich mehr an Sabinesche Darstellungen anschließt und die die mittlere freie Weglänge in Analogie zu Clausius' Betrachtung bei den Molekülbewegungen in Gasen [6] zu $4V : F$ ableitet. Dieser Vergleich mit den Verhältnissen in der kinetischen Gastheorie erscheint gewagt, einmal, weil die Zahl der Zusammenstöße der Moleküle untereinander um mehrere Zehnerpotenzen größer ist als das Auftreffen der Schallstrahlen auf die Wände, und zweitens, weil wir nur dann einen einfachen Exponentialabfall erhalten, wenn jeder Schallstrahl dasselbe Schicksal erleidet, also wenn er nacheinander alle Wandflächenteile unter den verschiedensten Richtungen trifft. Diese Forderung verlangt eine sehr große Zahl von Reflexionen, und zwar um so mehr, je kleiner die Flächen verschiedener Schluckfähigkeit sind.

Nun läßt sich aber auch zeigen, daß diese Forderung gerade bei der einfachsten und häufigsten Raumform, dem Rechteckraum (Parallelepiped), gar nicht erfüllt ist. Man erkennt zunächst mit Hilfe der geometrischen Spiegelungsgesetze, daß jede der sechs Seitenflächen von einem bestimmten Strahl immer wieder mit gleichem Einfallskosinus getroffen wird. Wir bezeichnen die Abstände der gegenüberliegenden Seitenpaare mit l_1, l_2, l_3; die zu ihnen gehörigen Richtungskosinusse mit $\cos\vartheta_1$, $\cos\vartheta_2$, $\cos\vartheta_3$; dieselben werden dann in der Zeiteinheit jeweils

$$c\frac{\cos\vartheta_1}{2l_1}, c\frac{\cos\vartheta_2}{2l_2}, c\frac{\cos\vartheta_3}{2l_3}$$

mal getroffen. Die zugehörigen Schluckgrade

$$a_{10},\ a_{1l},\ a_{20},\ a_{2l},\ a_{30},\ a_{3l}$$

gelten dabei nicht nur für ganz bestimmte Flächen, sondern auch für ganz bestimmte Winkel. (Die zweiten Indizes 0 und l unterscheiden die sich gegenüber liegenden Wände.) Die Schwächung in der Zeit t setzt sich somit aus 6 Faktoren

$$(1-a_{10})^{\frac{ct\cos\vartheta_1}{2l_1}} \cdot (1-a_{1l})^{\frac{ct\cos\vartheta_1}{2l_1}} \text{ usw. zusammen,}$$

woraus sich ergibt,

(7) $$2\delta = c\left[\frac{a'_{10}+a'_{1l}}{2}\cdot\frac{\cos\vartheta_1}{l_1}+\frac{a'_{20}+a'_{2l}}{2}\cdot\frac{\cos\vartheta_2}{l_2}+\frac{a'_{30}+a'_{3l}}{2}\cdot\frac{\cos\vartheta_3}{l_3}\right]$$

oder auf die Sabinesche Form gebracht

(8) $$2\delta = \frac{c}{4V}\sum_1^m 2\,a'_n(\vartheta_n)\cos\vartheta_n \cdot F_n.$$

(Wir werden zur besseren Übersicht die Formeln immer auf diese Form bringen und nicht die Zahlenfaktoren wegkürzen.)

Man erkennt, daß die einzelnen Strahlen im allgemeinen verschieden gedämpft werden. Dann herrscht aber kein exponentieller Abfall mehr, er beginnt vielmehr mit einer mittleren Dämpfung, die nicht nur durch die einzelnen Richtungen, sondern auch durch die zugehörigen Anfangsstärken bestimmt ist; schließlich bleiben die Strahlen mit der kleinsten Dämpfung übrig.

Zeichnet man, wie das in der Nachhallmeßtechnik üblich ist, den Logarithmus der Schallintensität als Funktion der Zeit auf, so erhält man nicht, wie nach dem einfachen Nachhallgesetz zu erwarten, eine fallende Gerade, sondern eine mehr oder weniger durchhängende Kurve, was übrigens auch häufig beobachtet wird.

Die Erfüllung des Sabineschen Gesetzes ist daher nur gewährleistet, wenn der Schluck-

exponent umgekehrt dem Einfallskosinus wächst:

$$a'(\vartheta)=\frac{a'(0)}{\cos\vartheta}. \tag{9}$$

Es ist experimentell bekannt, daß der Schluckgrad der meisten Schallschlucker gegen schrägen Einfall wächst [22]. Es sei ferner betont, daß das Gesetz durchaus erfüllbar ist, da es ja nicht für den Schluckgrad, sondern für den Schluckexponenten, der beliebig groß werden kann, gelten soll.

Nun könnte man vermuten, daß der rechteckige Raum wegen seiner Regelmäßigkeit aus statistischen Betrachtungen herausfällt. Wir werden an anderer Stelle zeigen, daß er freilich für statistische Nachhallversuche, aber aus anderen Gründen, ungeeignet ist. Man kann sich aber auch an anderen Grundrißformen, z. B. am rechtwinklig gleichschenkligen oder am gleichseitigen Dreieck, geometrisch klarmachen, daß auch dort gleiche Flächen immer wieder unter bestimmten Einfallskosinussen (evtl. unter ein paar verschiedenen) getroffen werden.

Es läßt sich nun sogar zeigen, daß die Annahme des obigen Kosinus-Gesetzes die Voraussetzungen für die statistische Ableitung bei beliebiger Raumform wesentlich vereinfacht.

Wir betrachten in einem beliebigen Raum ein festes F_n. Der Strahl wird dann und nur dann während eines kleinen Zeitintervalles Δt auf die Fläche F_n auftreffen, wenn er sich auf F_n zu bewegt und außerdem gerade in einem gewissen schiefen Zylinder mit der Grundfläche F_n, der Seitenlänge $c\,\Delta t$ und der Höhe $c\,\Delta t\cos\vartheta$, also dem Volumen $F_n\,c\,\Delta t\cos\vartheta$ befindet.

Unter der Voraussetzung, daß der Strahl den Raum gleichmäßig erfüllt, ist nun die Wahrscheinlichkeit dafür, daß er in der Zeit Δt eine Reflexion an der Fläche F_n erleidet, das Verhältnis von Zylinderinhalt zu Rauminhalt, nämlich

$$\frac{F_n\,c\,\Delta t\cos\vartheta}{V}.$$

Es sei ferner $\tau_n(\vartheta)\,\Delta\vartheta$ die Summe der Zeitintervalle innerhalb der zu betrachtenden Zeit t, während welcher der Strahl auf die Fläche F_n zueilt und mit deren Normalen einen Winkel zwischen ϑ und $\vartheta+\Delta\vartheta$ einschließt.

Auch ohne besondere Annahme über die Richtungsverteilung gilt, daß die Summe der Zeitintervalle, während der sich der Strahl auf F_n zu bewegt, gleich ist der Summe der Zeitintervalle, während der er sich von F_n weg bewegt, so daß immer

$$t=2\int_0^{\frac{\pi}{2}}\tau_n(\vartheta)\,d\vartheta \tag{10}$$

ist.

Die Schwächung des Strahles durch alle Reflexionen an der Fläche F_n unter einem Winkel zwischen ϑ und $\vartheta+\Delta\vartheta$ wird nun durch Multiplikation der Strahlintensität mit dem Faktor

$$(1-a_n(\vartheta))^{\frac{c\,F_n\cos\vartheta\,\tau_n(\vartheta)\,\Delta\vartheta}{V}}$$

charakterisiert.

Für die nach der Zeit t vorhandene Intensität ergibt sich somit:

$$J_t=J_0\,e^{-\frac{c}{V}\sum_1^m F_n\int_0^{\frac{\pi}{2}}a_n'(\vartheta)\cos\vartheta\,\tau_n(\vartheta)\,d\vartheta}. \tag{11}$$

Es wird nun bei den bisher veröffentlichten Ableitungen immer die einschneidende Annahme gemacht, daß jeder Strahl während der Zeit t nicht nur alle Raumteile, sondern auch in jedem Raumteil alle Richtungen gleichmäßig durchlaufen soll. Wir wollen dann von „allseitig gleichmäßiger" Raumerfüllung durch den Strahl sprechen, zum Unterschied von der anfangs eingeführten „gleichmäßigen" Raumerfüllung.

Unter der Annahme der allseitig gleichmäßigen Raumerfüllung läßt sich $\tau_n(\vartheta)$ leicht berechnen. Da nämlich die Richtungen, für die der Strahl mit der Normale von F_n einen Winkel zwischen ϑ und $\vartheta+\Delta\vartheta$ einschließt, auf der Richtungseinheitskugel eine Kugelzone der Breite $\Delta\vartheta$ mit dem Polarwinkel ϑ, also vom Flächeninhalt $2\pi\sin\vartheta\,\Delta\vartheta$ erfüllen, so erhalten wir einfach

$$\tau_n(\vartheta)\,\Delta\vartheta=t\frac{2\pi\sin\vartheta\,\Delta\vartheta}{4\pi}=t\frac{\sin\vartheta}{2}\Delta\vartheta. \tag{12}$$

Der Exponent in Gl. (11) geht dann über in:

$$(13)\quad 2\,\delta t = \frac{c}{4V}\,t\cdot\sum_1^m F_n\cdot 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} a'_n(\vartheta)\cos\vartheta\sin\vartheta\,d\vartheta\,.$$

In dieser Formel kommt die doppelte Mittelung, der der Schluckexponent unterliegt, zum Ausdruck. Die Winkelmittelung entspricht (abgesehen von dem Ersatz von a durch a') der bereits von PARIS [5] angegebenen Formel

$$(14)\quad \tilde{a}'_n = 2\int_0^{\frac{\pi}{2}} a'_n(\vartheta)\cos\vartheta\sin\vartheta\,d\vartheta\,,$$

die Flächenmittelung der SABINEschen Mittelung

$$(15)\quad \tilde{\tilde{a}}' = \frac{1}{F}\sum_1^m F_n\,\tilde{a}'_n\,.$$

Im Sinne dieser doppelten Mittelungsmöglichkeit gilt die SABINEsche Formel:

$$(16)\quad 2\,\delta = \frac{c\,F}{4\,V}\,\tilde{\tilde{a}}'\,.$$

Wenn aber nicht mehr jeder Strahl auch im Sinne der Gleichverteilung der Richtungen dasselbe Schicksal erleidet, so wird $\tau_n(\vartheta)$ nicht mehr für alle Strahlen dieselbe Funktion, sondern nur noch der Bedingung (10) unterworfen sein, welche aussagt, daß sich der Strahl während der Hälfte der Zeit auf F_n zu bewegt.

Dann wird (9) die notwendige und hinreichende Bedingung dafür, daß δ für jeden Schallstrahl gleich wird, nämlich

$$(17)\quad 2\,\delta = \frac{c}{4\,V}\sum_1^m 2\,a'_n(0)\cdot F_n\,.$$

Wir wollen in dieser Formel zur Unterscheidung von der üblichen SABINEschen Formel absichtlich den Schluckexponenten für senkrechten Einfall $a'(0)$ beibehalten. Der Winkel-Mittelwert ist in diesem Falle stets doppelt so groß.

Wir haben also die strenge Gültigkeit des SABINEschen Satzes dann und nur dann zu erwarten, wenn entweder der Abklingungsvorgang aus Schallstrahlen zusammengesetzt werden kann, die alle den Raum im Mittel „allseitig gleichmäßig" erfüllen (eine sehr einschränkende Forderung), oder wenn bei nur „gleichmäßiger" Raumerfüllung der Schluckexponent gegen schrägen Einfall umgekehrt mit dem Einfallskosinus wächst.

§ 2

Die Gesetze für die ungedämpften Eigenschwingungen eines Raumes

Die wellentheoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze unterscheiden sich von den bisher betrachteten statistischen in mehrfacher Hinsicht. Wir haben bisher von Strahlen gesprochen und diese geometrisch gespiegelt. Wir wissen allgemein, daß dies nur zulässig ist, wenn die Wellenlängen klein gegenüber den Raumabmessungen und sogar klein gegen die Abmessungen der einzelnen Begrenzungsflächen sind. Wir haben weiterhin nur die Energien der Strahlen betrachtet und diese einfach addiert. In Wirklichkeit ergeben sich aber, besonders für die Feldgrößen Druck und Schnelle, bei der Überlagerung verwickelte Interferenzen und Schwebungen, die in der Meßtechnik u. a. durch Verwendung von Heultönen, also von Frequenzgemischen von einer Spektralbreite Δf, und durch Verwendung träger Anzeigegeräte ausgeglichen werden. Um diese Erscheinungen und die Abhilfmaßnahmen allgemein zu überblicken, eignet sich die bisher durchgeführte Zerlegung des Gesamtvorganges in das Schicksal der einzelnen Wellenzüge (Strahlen) nicht. Es ist kennzeichnend für alle wellentheoretischen Ableitungen der Nachhallgesetze, daß sie den Abklingvorgang aus den einzelnen Eigenschwingungen des Raumes zusammensetzen, und unsere frühere Forderung, daß alle Strahlen das gleiche mittlere Schicksal haben müssen, lautet hier, daß alle angestoßenen Eigenschwingungen die gleiche Dämpfung haben müssen. Selbst dann können die erwähnten Schwebungen noch sehr verzerrte Nachhallkurven ergeben. Diese aber lassen sich, wenn nur genügend viele Eigenschwingungen angestoßen werden, wie es der Heulton tut, ausgleichen.

Wir wollen zunächst Form und Frequenzlage f der ungedämpften Eigenschwingungen

betrachten, denn es ist bekannt, daß kleine Dämpfungen

$$\delta \ll \omega \,(\omega = 2\pi f, \text{ Kreisfrequenz})$$

daran wenig ändern. Die Abweichungen enthalten höchstens Glieder mit $\left(\frac{\delta}{\omega}\right)^2$. Es läßt sich sofort überschlagen, daß für praktische Probleme nur Fälle

$$\frac{\delta}{\omega} < 0{,}1$$

interessieren, was gleichbedeutend damit ist, daß das Produkt aus der Nachhallzeit T (in der die Intensität auf ein Millionstel sinkt) und der Frequenz größer als 10 ist:

$$T \cdot f > 10\,. \tag{18}$$

Praktische Untersuchungen gehen nicht tiefer als bis 50 Hz, und dabei dürfte die Nachhallzeit noch den sehr kleinen Wert von 0,2 sec annehmen.

Wir betrachten also zunächst Räume mit starren Wänden, so daß überall die zur Wand gerichtete Schnelle v_n verschwindet. Indem wir sie üblicherweise aus einem Potential φ ableiten:

$$\mathfrak{v} = \operatorname{grad} \varphi\,, \tag{19}$$

haben wir die Randbedingung

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = 0\,. \tag{20}$$

Wir wollen in der vorliegenden Arbeit absichtlich von allen Randbedingungen und Zusätzen in den Diff.-Glchg. absehen, die zwar in den Anwendungsbereich unserer mathematischen Entwicklungen fallen würden, aber für die praktische raumakustische Problemstellung, jedenfalls vorläufig, ohne Bedeutung sind.

Im Innern des Raumes muß das Geschwindigkeitspotential überall der Wellengleichung

$$c^2 \Delta \varphi = \ddot{\varphi} \tag{21}$$

genügen. Da der zeitliche Verlauf der ungedämpften Eigenfunktionen stets einen reinen Ton darstellt:

$$\varphi = \operatorname{Re}\,(\psi\,(x, y, z) \cdot e^{i\omega t})\ ^{1}), \tag{22}$$

[1]) Re bedeutet „Realteil von . . .“

geht die Wellengleichung für die Ortsfunktion über in

$$\Delta \psi + k^2 \psi = 0\,, \tag{23}$$

wobei wir den Faktor

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{24}$$

als Wellenzahl, d. h. Zahl der Wellenlängen λ auf 2π Längeneinheiten, bezeichnen.

Für den Rechteckraum, der den Bereich

$$0 < x < l_1\,,\quad 0 < y < l_2\,,\quad 0 < z < l_3$$

einnehmen möge, erhält man die bekannte [13] einfache Lösung:

$$\psi = A \cos \frac{n_1 \pi}{l_1} x \cdot \cos \frac{n_2 \pi}{l_2} y \cdot \cos \frac{n_3 \pi}{l_3} z\,, \tag{25}$$

wobei n_1, n_2, n_3 beliebige ganze positive Zahlen sind.

Da ψ abgesehen von einem konstanten Faktor und einer zeitlichen Phasenverschiebung zugleich die Druckverteilung wiedergibt:

$$p = -\varrho \dot{\varphi} = \operatorname{Re}\,(-i\omega\varrho\psi \cdot e^{i\omega t}), \tag{26}$$

erkennt man in dieser Lösung deutlich die stehenden Wellen, die den Raum in $n_1 \cdot n_2 \cdot n_3$ quaderförmige Elementarzonen aufteilen. Alle diese Elemente haben gleichen Energiegehalt, so daß wir in diesem Sinne von gleichmäßiger Raumerfüllung für jeden Eigenton sprechen können.

Durch Einsetzen in die Wellengleichung ergibt sich das Bildungsgesetz für die Eigenfrequenzen:

$$f = \frac{c}{2}\sqrt{\left(\frac{n_1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n_3}{l_3}\right)^2}. \tag{27}$$

Um uns ein Bild von der Lage der hierdurch gekennzeichneten Eigenfrequenzen zu machen, brauchen wir uns nur ein räumliches rechtwinkliges Netzwerk vorzustellen, mit Maschenabständen $\frac{c}{2l_1}$ in x-, $\frac{c}{2l_2}$ in y- und $\frac{c}{2l_3}$ in z-Richtung. Dieses Netzwerk gehe von einem Eckpunkt aus, sei aber in positiver x-, y- und z-Richtung beliebig ausgedehnt. Um diesen Eckpunkt legen wir eine Kugel vom Radius f, die wir langsam immer größer werden lassen. Zunächst wird diese wachsende Kugel den Knotenpunkt $n_1 = 1$; $n_2 = 0$;

$n_3 = 0$ erreichen, vorausgesetzt $l_1 \geq l_2 \geq l_3$. Dort bei $f_1 = \frac{c}{2 l_1}$ liegt somit die tiefste Eigenfrequenz des Raumes. Wo die wachsende Kugel den nächsten Netzknoten trifft, läßt sich ohne spezielle Annahmen über die Verhältnisse der Kantenlängen nicht mehr aussagen, jedenfalls aber liegen die Frequenzen zunächst in einigen Abständen voneinander, die noch musikalisch gut unterscheidbaren Tonschritten entsprechen.

Lassen wir nun die Frequenzen höher werden, so wird sehr bald die Zahl der getroffenen Knotenpunkte des Netzes so dicht, daß zu einer beliebigen Erregerfrequenz stets sehr viele Eigentöne des Raumes benachbart liegen und angestoßen werden.

Bezeichnen wir die einzelnen Frequenzen des Raumes mit Ordnungszahlen in der Reihenfolge, in der sie von der wachsenden Kugel getroffen werden, so bedeutet bei hohen Frequenzen diese Ordnungszahl schließlich den Quotienten des Gesamtvolumens des Kugeloktanten $\frac{\pi}{6} f^3$ geteilt durch das Volumen eines Maschenelementes

$$\left(\frac{c}{2}\right)^3 \cdot \frac{1}{l_1} \cdot \frac{1}{l_2} \cdot \frac{1}{l_3} = \left(\frac{c}{2}\right)^3 \cdot \frac{1}{V},$$

somit

$$n \approx \frac{4}{3} \pi \frac{V}{c^3} f^3. \tag{28}$$

Die Zahl derselben ist somit unabhängig von der Größe der einzelnen Seitenlängen und enthält nur noch das Gesamtvolumen.

Aus dem Netz der Eigentöne läßt sich noch ein weiteres sehr anschauliches Ergebnis ableiten. Man kann die Lösung, die wir bisher in der Form der Kosinus-Produkte (25) gebracht haben, auch zusammensetzen aus 8 Gliedern der Form

$$\mathrm{Re}\,(e^{\pm i k_1 x \pm i k_2 y \pm i k_3 z + i \omega t}); \tag{29}$$

dabei bedeutet jedes Glied eine ebene Welle, die sich mit den Richtungskosinussen

$$\cos \vartheta_1 = \frac{k_1}{k}, \quad \cos \vartheta_2 = \frac{k_2}{k}, \quad \cos \vartheta_3 = \frac{k_3}{k} \tag{30}$$

gegenüber unserem Achsenkreuz bewegt. Die Ausbreitungsrichtung dieser 8 Wellen unterscheidet sich nur um die Vorzeichen in den Richtungskosinussen, d. h., wir erhalten alle die Richtungen, die durch die Spiegelung an den ebenen Wänden aus einer Anfangsrichtung entstehen können. Die Richtung ist daher bereits gekennzeichnet durch diejenige eines einzigen der 8 Strahlen, wozu wir den mit dem positiven Exponenten wählen wollen. Nun ist diese Strahlrichtung, wie der Vergleich

$$k_1 = \frac{n_1 \pi}{l_1}, \quad k_2 = \frac{n_2 \pi}{l_2}, \quad k_3 = \frac{n_3 \pi}{l_3},$$

$$k = \pi \sqrt{\left(\frac{n_1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{n_2}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{n_3}{l_3}\right)^2}$$

zeigt, dieselbe, die der zu einem bestimmten Eigenton gehörige Fahrstrahl f im Eigentonnetz hat, denn seine Koordinaten in demselben betragen:

$$\frac{c}{2} \cdot \frac{n_1}{l_1}, \quad \frac{c}{2} \cdot \frac{n_2}{l_2}, \quad \frac{c}{2} \cdot \frac{n_3}{l_3}.$$

Dreisen[1]) hat nun die Frage aufgeworfen, ob sich bei vorgegebenem Längenverhältnis der Raumseiten für alle Eigentöne, die in ein gewisses Frequenzintervall zwischen f und $f + \Delta f$ fallen, eine Bevorzugung bestimmter Richtungen ergibt. Sicher ist, daß, wenn eine der Raumdimensionen wesentlich unterschieden von den andern ist, für die tieferen Teiltöne zunächst eine Bevorzugung bestimmter Richtungen vorliegt. Bei einem schmalen Prisma z. B., also einem vierkantigen Rohr, haben wir zunächst Teiltöne in Rohrrichtung, bei einem flachen Kasten Teiltöne in Kastenebene. Dreisen kam aber zu der Überzeugung, daß im Gebiete hoher Teiltöne gewisse Richtungsbevorzugungen in der Richtung der Wandachsen vorliegen, insbesondere, daß die Teiltöne in Richtung der kürzesten Wanderstreckung am häufigsten sind; dies Ergebnis ist aber irrtümlich. Die Frage, wieviel Teiltöne auf eine bestimmte Raumrichtung fallen, läßt sich beantworten aus der Betrachtung des Eigentonnetzes. Es handelt sich einfach darum, wieviele Knoten unseres Teiltonnetzes, dessen Elementarquader das Volumen $\left(\frac{c}{2}\right)^3 \frac{1}{V}$ hat, in das Volumen eines Kugelstückes von der Größe $f^2 \Delta f \Delta \Omega$ hineingehen. (Ω Raumwinkel.) Dieser Quo-

[1]) J. Dreisen, Techn. Physics USSR 3 (1936), S. 743.

tient hat in allen Raumrichtungen den gleichen Wert:

$$\Delta n = \frac{8V}{c^3} f^2 \Delta f \Delta \Omega . \tag{31}$$

Wir haben für den Rechteckraum gefunden, daß für große n die n-te Eigenfrequenz nur vom Volumen, nicht mehr vom Kantenverhältnis des betr. Rechteckraumes abhing. Dies gilt, wenn wir uns auf den Bereich hoher Frequenzen beschränken, auch für beliebige Räume.

Wir können die strenge Gültigkeit von (28) natürlich nicht erwarten, die Grundfrequenz z. B. kann, wie schon der Rechteckraum zeigt, beliebig von (28) abweichen. Aber für hohe Frequenzen wird (28) angenähert richtig. Es gilt nämlich, wie WEYL [14] gezeigt hat,

$$\lim_{n\to\infty} \frac{\omega_n^3}{n} = \frac{6\pi^2 c^3}{V} . \tag{32}$$

COURANT [15] hat sogar zugelassen, daß sich die Fortpflanzungsgeschwindigkeit c innerhalb des Raumes beliebig ändern darf. Er erhält das sehr allgemeine Ergebnis

$$\frac{\omega_n^3}{n} = \frac{6\pi^2}{\int \frac{1}{c^3} dV} + O\left(\frac{\ln \omega_n}{\omega_n}\right) , \tag{33}$$

wobei $O\left(\frac{\ln \omega_n}{\omega_n}\right)$ bedeuten soll, daß der Fehler höchstens von der Größenordnung $\frac{\ln \omega_n}{\omega_n}$, also kleiner als konst. $\frac{\ln \omega_n}{\omega_n}$ ist.

In (33) ist (32) als Spezialfall enthalten. Die Aussage (32) kann auch so formuliert werden, daß die Anzahl der unterhalb einer hohen Frequenz ω gelegenen Eigenfrequenzen gleich $\frac{V}{6\pi^2 c^3}\omega^3$ ist, also nicht mehr von der Form des Raumes, sondern nur noch von seinem Inhalt abhängt.

§ 3

Einführung kleiner Dämpfung im Innern des Raumes

Wir wollen nun die Dämpfung nach dem Vorgehen von STRUTT im Innern des Raumes durch ein Zusatzglied in der Wellengleichung einführen, die somit in die Telegraphengleichung übergeht:

$$c^2 \Delta \varphi = \ddot{\varphi} + \frac{1}{\tau} \dot{\varphi} , \tag{34}$$

wobei die Größe τ (Relaxationszeit) zunächst unabhängig vom Ort sein soll. Dagegen wollen wir die Randbedingung (20) beibehalten.

Diese formale Einführung läßt sich physikalisch dadurch verwirklichen, daß wir den Raum mit einem porösen Material, z. B. Watte, ausfüllen. Es bleibt dann nach wie vor die Luft das schwingende Medium, während die Anwesenheit des porösen Materials auf die Luft Kräfte ausübt, die der Schnelle proportional und entgegengesetzt sind (Näheres siehe [23], [24]). Es tritt dann in der dynamischen Grundgleichung, angewandt auf die Volumeneinheit der schwingenden Luft, neben dem Druckgradienten noch ein der mittleren Schnelle entgegengerichtetes Kraftglied $-r\mathfrak{v}$ auf, so daß wir erhalten:

$$-\operatorname{grad} p - r\mathfrak{v} = \varrho \dot{\mathfrak{v}} . \tag{35}$$

Indem wir wieder das Potential der Schnelle φ einführen, erhalten wir für den Druck

$$p = -\varrho \dot{\varphi} - r\varphi . \tag{36}$$

Die Größe r wird als spezifischer Strömungswiderstand bezeichnet. Es ist wesentlich, daß sich das Verhalten der porösen Stoffe in großen Zügen beschreiben läßt, ohne daß wir eine Frequenzabhängigkeit des Strömungswiderstandes annehmen müssen. Trotzdem führen, wie wir noch sehen werden, die aus solchen Gebieten zusammengesetzten Wandbespannungen zu sehr frequenzabhängigen Schluckgraden.

Die angenäherte Theorie der porösen Stoffe behält ferner die Kontinuitätsgleichung

$$\varrho \operatorname{div} \mathfrak{v} = -\dot{\varrho} \tag{37}$$

ungeändert bei, indem sie von einem Mitschwingen des porösen Materials absieht, und rechnet auch überall mit adiabatischer Verdichtung, so daß

$$c^2 = \frac{\partial p}{\partial \varrho} \tag{38}$$

dieselbe Bedeutung hat wie in freier Luft.

Durch Zusammenfassung der Gleichungen (36) bis (38) erhält man die Telegraphengleichung, wobei die Relaxationszeit

$$\tau = \frac{\varrho}{r} \tag{39}$$

wird.

Die Aufspaltung in Orts- und Zeitfunktion

$$\varphi = \psi(x, y, z) \cdot \chi(t),$$

$$\frac{c^2 \Delta \psi}{\psi} = \frac{\ddot{\chi} + \frac{1}{\tau}\dot{\chi}}{\chi} = \text{Konst.} = -\omega_0^2,$$

führt einerseits zur gedämpften Schwingung

$$\chi = \mathrm{Re}\,(e^{i\omega t - \delta t}), \tag{40}$$

wobei die Dämpfung nur von Strömungswiderstand und Dichte abhängt, wie aus

$$(i\omega - \delta)^2 + \frac{r}{\varrho}(i\omega - \delta) = -\omega_0^2$$

folgt:

$$\delta = \frac{r}{2\varrho}. \tag{41}$$

Für die Ortsfunktion aber gilt die gleiche Differentialgleichung wie vorher und, da außerdem die Randbedingungen dieselben sind, auch die gleiche Lösung.

Wir erhalten also wieder stehende Wellen mit Knotenflächen, d. h. Flächen, durch die kein Energietransport stattfindet. Da wir die Schallenergien bei unseren Annahmen in allen Raumteilen gleichmäßig vernichten, braucht auch nirgends ein Wandern der Energie einzutreten.

Wenn wir die Gesamtlösung wieder aus 8 Wellenzügen zusammensetzen, so ist freilich die einzelne Welle, wenn wir sie bei der Ausbreitung begleiten, entsprechend

$$e^{-\delta t} \cdot e^{i(\pm k_1 x \pm k_2 y \pm k_3 z + \omega t)} \tag{42}$$

mit δ je Zeiteinheit und mit δ/c je Wegeinheit gedämpft.

Strutt [17], [18], [19] betrachtet nun Räume, in denen r vom Ort abhängig wird, ähnlich wie Courant dies bereits für die Schallgeschwindigkeit zuließ. Damit geht auch der Fall ein, daß nur an den Begrenzungsflächen dünne Schichten von der Dicke d aus porösem Material vorhanden sind, der übrige Raum aber frei ist. Dieser Fall muß sich aber mit den statistischen Ergebnissen des § 1 vergleichen lassen.

Strutt hat die Beziehung (33):

$$\frac{\omega_n^3}{n} \approx \frac{6\pi^2}{\int \frac{1}{c^3} dV}$$

in gewissem Sinne als übertragbar auf komplexe Frequenzen vorausgesetzt und hieraus abgeleitet, daß die Dämpfung für alle hohen Frequenzen die gleiche ist.

Die Wellengleichung

$$\Delta\psi + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \psi = 0$$

geht in die Telegraphengleichung über, wenn ω durch $\bar{\omega} = \omega + i\delta$ und

$$\frac{1}{c^2} \text{ durch } \frac{1}{c^2}\left(1 - i\frac{r}{\varrho\bar{\omega}}\right),$$

bzw., da $\delta \ll \omega$,
durch

$$\frac{1}{c^2}\left(1 - i\frac{r}{\varrho\omega}\right) \tag{43}$$

ersetzt wird.

Indem man in (33) die gleichen Ersetzungen vornimmt, erhält man

$$\frac{(\omega_n + i\delta_n)^3}{n} \approx \frac{6\pi^2 c^2}{\int \left(1 - i\frac{r}{\varrho\omega}\right)^{3/2} dV}. \tag{44}$$

Wenn nun überall

$$\eta = \frac{r}{\varrho\omega} \ll 1 \tag{45}$$

gilt, können wir für die rechte Seite nach einer leichten Umformung

$$\frac{6\pi^2 c^3}{V}\left[1 + \frac{3}{2}\frac{i}{\omega_n}\frac{\int r\,dV}{\varrho V}\right] \tag{46}$$

schreiben. Da ferner wegen $\delta \ll \omega$

$$\frac{(\omega_n + i\delta_n)^3}{n} \approx \frac{\omega_n^3}{n} + 3i\frac{\omega_n^2 \delta_n}{n}$$

gilt, erhalten wir durch Vergleich von Real- und Imaginärteil

$$\frac{\omega_n^3}{n} \approx \frac{6\pi^2 c^3}{V}, \tag{47}$$

$$\frac{\omega_n^2 \delta_n}{n} \approx \frac{6\pi^2 c^3}{V} \cdot \frac{1}{2\omega_n}\frac{\int r\,dV}{\varrho V}. \tag{48}$$

Wir müssen hier eine Annahme machen, welche tatsächlich freilich nicht in allen Fällen gelten kann, nämlich die der „anteilmäßigen" Verteilung des Fehlers auf Frequenz und Dämpfung, welche besagt, daß auch die aus (48) durch Multiplikation mit ω_n entstehende Beziehung

$$\frac{\omega_n^3 \delta_n}{n} \approx \frac{6\pi^2 c^3}{V} \cdot \frac{1}{2}\frac{\int r\,dV}{\varrho V}. \tag{49}$$

mit der gleichen Genauigkeit gilt wie (47). Mit Rücksicht auf (47) erhalten wir dann aus (49)

$$\delta_n \approx \frac{1}{2} \frac{\int r\, dV}{\varrho\, V}. \tag{50}$$

Die oben genannte Annahme entspricht einer von STRUTT in [18] stillschweigend benutzten Voraussetzung, auf deren genaue Formulierung wie hier verzichten müssen, da hierzu längere Erläuterungen nötig wären.

Wir wollen statt dessen STRUTTs Gesetz noch mit Hilfe der RAYLEIGHschen Störungsrechnung [16] ableiten, die deutlicher die physikalischen Voraussetzungen desselben zeigt. Wenn, wie es auch STRUTT verlangt, η überall klein ist, so können wir zunächst dieselbe Verteilung der Schnelle $\mathfrak{v}$ (x, y, z) wie beim ungedämpften Raum erwarten. Nun wird im ganzen Raum sekundlich durch Reibung der Betrag

$$N = \int r(x, y, z)\, v^2(x, y, z)\, dV \tag{51}$$

vernichtet. (Hierin bedeutet v den jeweiligen Effektivwert der Schallschnelle.) Diese Verlustleistung muß andererseits der zeitlichen Abnahme an schwingender Energie entsprechen. Da sich diese gleichmäßig auf kinetische und potentielle Energie verteilt, erhalten wir

$$E V = \varrho \int v^2(x, y, z)\, dV \tag{52}$$

(E mittlere Energiedichte).

Da v^2 zeitlich exponentiell abklingt:

$$v^2 = v_0^2 \cdot e^{-2\delta t} \tag{53}$$

gilt

$$N = -\frac{d}{dt}(EV) = 2\delta E V, \tag{54}$$

und wir erhalten:

$$2\delta = \frac{\int r v^2\, dV}{\varrho \int v^2\, dV}. \tag{55}$$

Nun schwankt aber die Schallschnelle innerhalb der von den Druckknotenflächen gebildeten Elementarbausteine des ungedämpften Wellenfeldes zwischen Null und ihren Maximalwerten. Wir müssen daher voraussetzen, daß r womöglich mehrere solche Grundgebiete umfaßt, oder wenigstens eines vom Rande bis zur Mitte, was um so eher erfüllt ist, je höher die Frequenz ist, und wir müssen ferner annehmen, daß alle diese Grundgebiete dieselbe Energie enthalten, was wir aber mit gleichmäßiger Raumerfüllung bezeichnen. Insofern gehen in die wellentheoretischen Ableitungen, wenn sie sich auf beliebige Räume beziehen, statistische Annahmen ein, aber stets nur die der gleichmäßigen Raumerfüllung, während die Richtungen der Wellenzüge für die einzelnen Eigenschwingungen, wie wir im § 2 gesehen haben, ganz bestimmte sind.

Dann fallen die v^2-Mittelwerte aus Zähler und Nenner heraus und wir erhalten die STRUTTsche Formel

$$2\delta = \frac{\int r\, dV}{\varrho\, V}. \tag{56}$$

Wenden wir dieselbe nun an auf poröse Schichten von der Dicke d_n über den Wandflächen F_n, so geht sie über in

$$2\delta = \frac{c}{4V} \sum 4 \frac{r_n d_n}{\varrho c} \cdot F_n, \tag{57}$$

und der Vergleich mit der unter den Annahmen der zur gleichmäßigen Erfüllung abgeleiteten Formel (17) verlangt zunächst, daß der Schluckexponent derartiger Schichten für senkrechten Einfall

$$a_n'(0) = 2 \frac{r_n d_n}{\varrho c} \tag{58}$$

beträgt, daß er also nur von dem gesamten Strömungswiderstand der Schicht rd abhängt, unabhängig davon, ob dieses Produkt durch großen spezifischen Strömungswiderstand oder durch große Schichtdicke erreicht wird.

Wir wollen nun die aus früheren Arbeiten (insbes. [24]) bekannten Ergebnisse über den Frequenzgang des Schluckgrades zum Vergleich heranziehen, die auf anderem Wege, von dem der folgende Paragraph handeln wird, gewonnen wurden. Wir werden bei diesem Vergleich erneut auf die der Struttschen Formel zugrunde liegenden Voraussetzungen hingewiesen.

In Abb. 1 ist als Abszisse die Frequenz ausgedrückt durch η, als Ordinate der Schluckgrad und als Parameter die früher [24] als reduzierter Strömungswiderstand eingeführte dimensionslose Größe

$$\varepsilon = \frac{r d}{\varrho c} \tag{59}$$

gewählt. Die Kurven mußten gegenüber der entsprechenden Abb. 2 der früheren Arbeit [24]

insofern umgerechnet werden, als wir bei der vorliegenden Ableitung vernachlässigt haben, daß die Luftströmung in der porösen Schicht einen geringeren Querschnitt vorfindet, so daß die Kontinuität an der Grenzfläche eine Unstetigkeit in der Geschwindigkeit verlangt. Diese Flächenverengung beträgt aber bei den meisten Stoffen nur 0,8, und es wurde in den früheren Arbeiten bereits ausgeführt — ebenso zeigt es der Vergleich der Abb. 1 mit der angeführten —, daß dieser Einfluß gering ist. Er bedingt hauptsächlich nur ausgesprochenere Resonanzmaxima bei den niedrigeren ε-Werten. Die Kurve $\varepsilon \geq 2^5$ gilt praktisch für beliebige Schichtdicken, sie kennzeichnet also den Energiebruchteil, der bei der Verschiedenheit der Medien überhaupt in das poröse Material eindringt. Die einmal eingedrungene Schallwelle wird in jedem Fall vernichtet. Diese primäre Reflexion zeigt bereits die bekannte Eigenschaft aller porösen Schallschlucker, daß ihre Wirkung gegen tiefe Frequenzen abfällt.

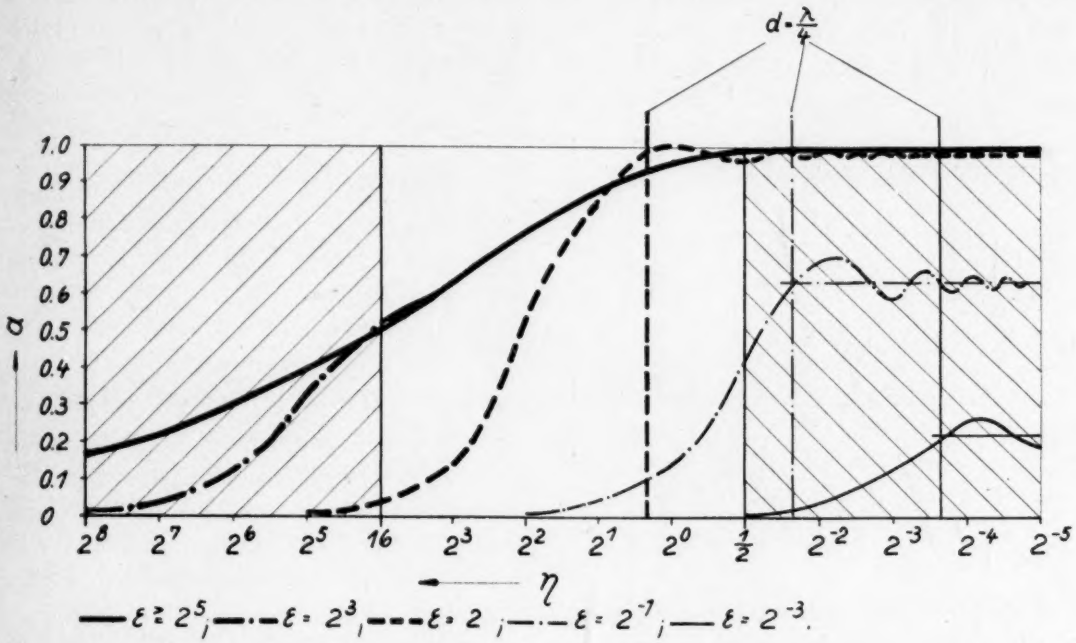

Abb. 1. Der Schluckgrad poröser Schichten in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene Gesamt-Strömungswiderstände. (Porosität $\sigma = 1$ gesetzt.)

Strutt wollte dieser Tatsache durch einen von der Frequenz abhängenden Strömungswiderstand gerecht werden. Zu dieser unzutreffenden Annahme wird er durch einen Irrtum über die Gültigkeitsgrenze seiner Formel (50) geführt. Er nimmt nämlich an, daß (50) für beliebig große r gilt, sofern nur $r\,d$ klein bleibt, und daß man das gleiche Ergebnis erhält, wenn man die zunächst auf den Raum verteilten Dämpfungsmaterialien beliebig dicht an den Rand zusammenfegt. (Siehe [18] S. 682, Fußnote 10.) Er übersah dabei zwei seiner Rechnung zugrunde liegende Annahmen. Einmal muß $\eta \ll 1$ bleiben, wie dies bereits aus der formalen Entwicklung der Formel (50) hervorgeht, bzw. was notwendig ist, um im Sinne der Rayleighschen Störungsrechnung die Schwingungsverteilung des gedämpften Problems gleich der des ungedämpften setzen zu können. Es kommt also jedenfalls nur der rechts schraffierte Bereich in Abb. 1, den wir durch $\eta < \frac{1}{2}$ begrenzt haben, in Frage. Aber auch in diesem Bereich ist a noch nicht überall frequenzunabhängig. Die Schluckfähigkeit poröser Schichten von endlicher Dicke fällt, abgesehen von der oben erwähnten Reflexionswirkung,

gegen tiefe Frequenzen auch darum ab, weil an der Wand stets ein Geschwindigkeitsknoten herrscht und die dämpfende Wirkung nur dann voll zur Wirkung kommt, wenn die poröse Schicht bis in den Geschwindigkeitsbauch reicht. Dies ist aber um so eher erfüllt, je höher die Frequenz ist.

Wir hatten nun bei der Entwicklung der Formel (56) aus (55) bereits gesehen, daß wir derartige Schichtdicken immer voraussetzen müssen. Wir können darüber hinaus aber

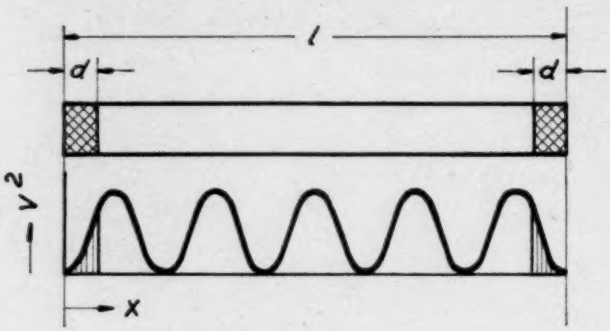

Abb. 2. Skizze zur Ermittlung des Schluckgrades mit Hilfe der Störungsrechnung

Formel (55) sogar benutzen, um im Bereich kleiner η die hieraus sich ergebende Frequenzabhängigkeit des Schluckgrades zu errechnen. Denken wir uns, wie in Abb. 2 gezeichnet, ein Rohr von der Länge l, das an den Enden je eine poröse Schicht der Dicke d enthält, so lautet die Geschwindigkeitsverteilung des n-ten Teiltones

$$v = v_{max} \cdot \sin \frac{n\pi}{l} x$$

und (55) liefert:

$$2\delta = \frac{2 \int_0^d r \sin^2\left(\frac{n\pi}{l} x\right) dx}{\varrho \int_0^l \sin^2\left(\frac{n\pi}{l} x\right) dx} = \frac{2rd}{\varrho l}\left[1 - \frac{\sin\left(\frac{2n\pi d}{l}\right)}{\frac{2n\pi d}{l}}\right]. \tag{60}$$

Das in der Klammer befindliche Korrekturglied beginnt bei tiefen Frequenzen mit Null und pendelt schließlich ein auf 1. Der Zusammenhang zwischen 2δ und a ergibt sich aus der Überlegung, daß die Intensität der fortschreitenden Wellen längs des Weges l im einerseits

$$e^{-2\delta \frac{l}{c}},$$

andererseits um den Faktor

$$1 - a = e^{-a'}$$

geschwächt wird. Die in der Abb. 1 wiedergegebenen asymptotischen Werte für a entsprechen den so sich ergebenden Werten

$$a = 1 - e^{-2\varepsilon} \tag{61}$$

und bestätigen somit die Beziehung (58).

Wir können mit dieser Überlegung am einzelnen Wellenzug auch noch in die poröse Schicht eintreten. Wie die für $\varepsilon > 2^5$ gezeichnete Kurve zeigt, ist der Reflexionsverlust an der Grenzfläche in dem von uns betrachteten Bereich $\eta < \frac{1}{2}$ bereits sehr klein; ebenso werden die asymptotischen Werte in diesem Bereich immer dann erreicht, wenn die Reflexionsverluste an der Grenzfläche klein sind gegenüber der Dämpfung, die der Wellenzug im Innern erfährt. Diese beträgt aber längs des Weges $2d$, wie (41) zeigt, $e^{-2\frac{rd}{\varrho c}} = e^{-2\varepsilon}$, was andererseits dem erhaltenen Grenzwert für $(1 - a)$ entspricht.

Diese Überlegung zeigt uns aber auch, da sich der Weg beim Übergang zu schrägem Einfall auf $d/\cos\vartheta$ verlängert (s. Abb. 3), daß dadurch

$$a'(\vartheta) = \frac{2\varepsilon}{\cos\vartheta} \tag{62}$$

wird.

Die porösen Schichten, für die wir die gleiche Dämpfung bei allen Eigenschwingungen abgeleitet haben, erfüllen also in Übereinstimmung mit § 1 das Kosinus-Theta-Gesetz. (Man kann diese Tatsache auch auf dem im folgenden Paragraphen beschriebenen Wege ableiten.)

Schließlich läßt sich aus der Geschichte des einzelnen Strahles auch die allgemeine Formel (50) statistisch übersehen. Wenn der Raum beliebig von Strömungswiderständen durchsetzt ist, dieselben aber im Mittel so allmählich sich ändern, daß die Reflexionsverluste

vernachlässigt werden können, dann wird der Strahl längs des Weges l um

$$e^{-2\delta\frac{l}{c}} = e^{-\int\frac{r}{\varrho c}dl} \tag{63}$$

geschwächt. Werden alle Teile des Raumes gleich oft durchwandert (gleichmäßige Raumerfüllung), so bedeutet das, daß δ sich aus dem Bereich erfaßt. Das Wesentliche bei dem von STRUTT eingeschlagenen Wege ist aber, daß er bei seiner wellentheoretischen Ableitung weniger Voraussetzungen brauchte. Die vorliegende Arbeit zeigt, daß er die Annahme der allseitig gleichmäßigen Raumfüllung fallen lassen kann, da er dafür ein Dämpfungsmaterial einführt, das dem Kosinus-Theta-Gesetz gehorcht.

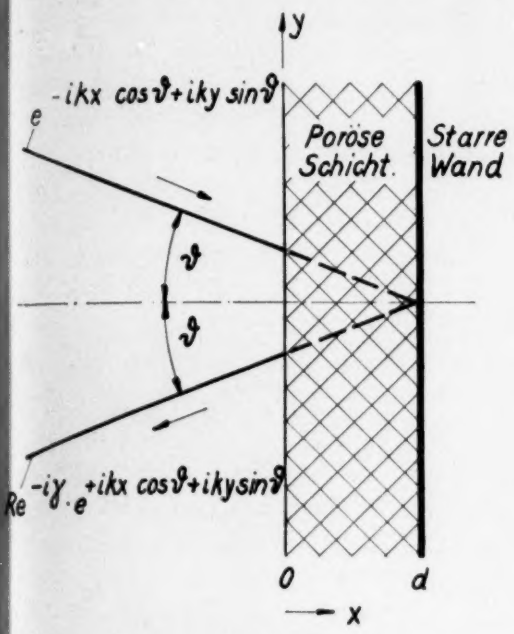

Abb. 3. Skizze zur Reflexion an einer porösen Schicht

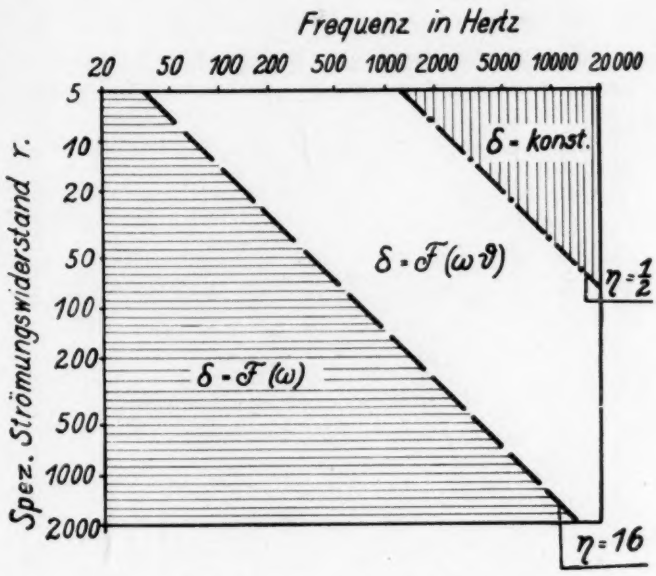

Abb. 4. Die Gültigkeitsbereiche der verschiedenen Nachhallabhängigkeiten für poröse Schallschlucker

räumlichen Mittelwert im Sinne von (50) errechnet.

Wir wollen nun noch erörtern, wann wir praktisch die Voraussetzungen des STRUTTschen Gesetzes annehmen dürfen.

In Abb. 4 sind die Frequenzen von 20 bis 20000 Hz horizontal und die spez. Strömungswiderstände von 5 bis 2000 g cm^{-3} sec^{-1} vertikal in logarithmischem Maßstab abgetragen. Von diesem Gebiet schneidet die Bedingung $\eta < \frac{1}{2}$ den vertikal schraffierten Bereich rechts oben ab. Dort ist die Dämpfung unabhängig von Frequenz und Richtung, sofern die Schichtdicken eine halbe Interferenzzone erfassen. Für die praktische Anwendung auf poröse Schallschlucker wird damit freilich nur ein kleiner

§ 4

Die Einführung der Dämpfung durch Randbedingung

Einen größeren Bereich von technisch wichtigen Fällen gestattet der zuerst von SCHUSTER und WAETZMANN [20] beschrittene Weg der Einführung der Dämpfung durch Randbedingung zu erfassen. Sie ließen im Innern des Raumes die Wellengleichung (21) gelten und schrieben am Rande vor, daß dort der Quotient von Druck zu der zur Wand gerichteten Schnelle einen vorgegebenen komplexen Wert haben muß, den sie in Analogie zu den entsprechenden Randbedingungen bei elektrischen Leitungen als Wandwiderstand bezeichneten:

$$\frac{p}{v_n} = W = u + i\,q\,, \tag{64}$$

oder ausgedrückt durch das hierbei ebenfalls komplexe Potential der Schnelle

$$i\,\omega\,\varrho\,\psi + W\,\frac{\partial\psi}{\partial n} = 0\,. \tag{65}$$

Ähnlich wie es für die Belastung elektrischer Leitungen mit Spulen und Kondensatoren gilt, müssen wir auch hier damit rechnen, daß W von der Frequenz abhängt. (Es würde daher auch keine Erweiterung bedeuten, sondern eher irreführend sein, wenn wir $i\,\omega\,\psi\cdot e^{i\omega t}$ durch $\dot{\varphi}$ ersetzen würden.) Darüber hinaus müssen wir aber auch zulassen, daß W im allgemeinen vom Einfallswinkel abhängt. Die vorliegende Randbedingung hängt also somit wieder von den durch sie bestimmten Eigentönen ab. Es ist klar, daß dies zu einem sehr verwickelten Ineinandergreifen der Bedingungen führen kann. Praktisch wird man freilich immer dadurch zum Ziele gelangen, daß man für die Randbedingungen des gedämpften Problems Frequenz- und Einfallswinkel aus dem ungedämpften Problem übernimmt.

Van den Dungen [21] hat nun diese Art der Dämpfungseinführung zu einer Störungsrechnung benutzt, die unserer oben durchgeführten Energiebetrachtung entspricht. Seine Rechnung gilt freilich nur für kleine Schluckgrade. Solche sind nur zu erwarten, wenn der Wandwiderstand entweder sehr groß oder sehr klein gegen den Wellenwiderstand der Luft ist. Der letzte Fall bietet kein praktisches Interesse. Der erste läßt sich besser überblicken, wenn wir nach van den Dungen die „Admittance", das Reziproke des Wandwiderstands, einführen:

$$\frac{v_n}{p} = A + i\,B\,. \tag{66}$$

(Eine rein reelle Admittanz, wie sie van den Dungen seinen Rechnungen zugrunde legt, ist praktisch nicht herstellbar.)

Wir nehmen an, daß $|A + i\,B|$ gegenüber $1/\varrho\,\omega$ klein sein soll, so daß die ursprüngliche Randbedingung $\frac{\partial\psi}{\partial n} = 0$ kaum gestört ist.

Wir übernehmen wieder die Schwingungsverteilung des ungedämpften Problems, und zwar betrachten wir diesmal den Druck p. Dann gilt für die mittlere Energiedichte E im Raum

$$E\,V = \frac{1}{c^2\,\varrho}\cdot e^{-2\delta t}\int p_0^2\,dV\,. \tag{67}$$

Für die an die Wände abgegebene Verlustleistung gilt hier:

$$N = (\int A\,p_0^2\,dF)\cdot e^{-2\delta t}\,. \tag{68}$$

Die Blindkomponente B der Admittanz verschiebt etwas die Frequenzlage, trägt aber nichts zur Verlustleistung bei. Aus der Leistungsbilanz

$$N = -\frac{d}{dt}(E\,V)$$

folgt für die Dämpfung:

$$2\,\delta = \frac{\int A\,p_0^2\,dF}{\frac{1}{c^2\,\varrho}\int p_0^2\,dV}\,. \tag{69}$$

Wenn wir nun wieder annehmen, daß sich das Schwingungsfeld überall in Elemente vom Typus

$$p_0 = p_{0\,max}\cdot\cos k_1\,x\cdot\cos k_2\,y\cdot\cos k_3\,z$$

mit genügender Annäherung aufteilen läßt, die im großen gesehen eine gleichmäßige Energieverteilung im Raum ergeben, und daß die einzelnen Dämpfungsflächen F_n nach allen Seiten wenigstens von der Größenordnung der Wellenlängen sind — was aber praktisch auch bei tieferen Frequenzen leicht erfüllbar ist —, so hebt sich die Druckverteilung wieder aus Zähler und Nenner fort, wobei diesmal, da unten nach drei, oben nur nach zwei Koordinaten integriert wird, ein Faktor 2 im Zähler hinzukommt:

$$2\,\delta = \frac{c}{4\,V}\sum_1^m (8\,A_n(\vartheta_n)\,c\,\varrho)\cdot F_n\,, \tag{70}$$

und wir erkennen, daß die Dämpfung dann von ϑ unabhängig wird und somit das Kosinus-Theta-Gesetz für den Schluckexponenten erfüllt ist, wenn die Admittanz klein, d. h. der Wandwiderstand groß, und unabhängig vom Einfallswinkel ist. Van den Dungen vergleicht seine Formel mit der für allseitig gleichmäßige Raumerfüllung gültigen Sabineschen Formel (16) und kommt dabei zu falschen Schlußfolgerungen hinsichtlich des Schluckgrades.

Der Vergleich mit der entsprechenden statistischen Formel (17) ergibt:

$$a'(\vartheta)\cos\vartheta = 4\,A\,(\vartheta)\,c\,\varrho\,. \tag{71}$$

Diesen Zusammenhang können wir auch aus der Definition des Wandwiderstandes ableiten, wenn wir das aus hineilender und rückeilender Welle resultierende Feld vor der Wand betrachten (vgl. Abb. 3). Bezeichnen wir die hineilende Welle mit $e^{-ikx\cos\vartheta+iky\sin\vartheta}$, indem wir ihre Amplitude gleich 1 und ihre Anfangsphase gleich 0 setzen, so müssen wir für die rückeilende Welle erlauben, daß sie sowohl eine kleinere Amplitude R hat als auch daß sie mit anderer Phase von der Grenzebene $x=0$ zurückläuft. Wir wollen diesen Phasensprung durch einen Faktor $e^{-i\gamma}$ vor $R\cdot e^{+ikx\cos\vartheta+iky\sin\vartheta}$ kennzeichnen, d. h. die Welle wird hinsichtlich der Phase so reflektiert, als ob die reflektierende Wand um eine Strecke

$$\frac{1}{2}\,\frac{\gamma}{k\cos\vartheta} = \frac{\lambda}{4\cos\vartheta}\cdot\frac{\gamma}{\pi} \tag{72}$$

hinter der eigentlichen Grenzebene liegen würde.

Der eingeführte Faktor R läßt sich auch durch den Schluckgrad ausdrücken:

$$a = 1 - R^2\,. \tag{73}$$

Es ist für jede wellentheoretische Betrachtung der Reflexionsgesetze wichtig, daß immer zwei Größen notwendig sind, um die Reflexion zu kennzeichnen, entweder Schluckgrad und Phasensprung oder Real- und Imaginärteil des Wandwiderstandes bzw. der Admittanz.

Für die wandnormale Schnelle ergibt sich bei $x=0$

$$v_n = -i\,k\cos\vartheta\,(1 - R\,e^{-i\gamma})\cdot e^{iky\sin\vartheta}, \tag{74}$$

für den Druck

$$p = -i\,\omega\,\varrho\,(1 + R\,e^{-i\gamma})\cdot e^{iky\sin\vartheta} \tag{75}$$

und somit für die Admittanz

$$A + i\,B = \frac{1}{W} = \frac{\cos\vartheta}{c\,\varrho}\,\frac{1 - R\,e^{-i\gamma}}{1 + R\,e^{-i\gamma}}\,. \tag{76}$$

Hieraus folgt schließlich:

$$a = 1 - R^2 = \frac{4\,A\,c\,\varrho\cos\vartheta}{(A\,c\,\varrho + \cos\vartheta)^2 + (B\,c\,\varrho)^2}\,. \tag{77}$$

Aus dieser Gleichung erkennt man, daß definitionsgemäß nur entweder der Schluckgrad oder der Wandwiderstand vom Einfallswinkel unabhängig sind. Ferner gilt für

$$A\,c\,\varrho \ll \cos\vartheta\,,\quad B\,c\,\varrho \ll \cos\vartheta$$

und A unabhängig von ϑ, daß der Schluckgrad umgekehrt proportional dem Einfallskosinus wächst:

$$a(\vartheta) = \frac{4\,A\,c\,\varrho}{\cos\vartheta}\,. \tag{78}$$

Da aber unter diesen Annahmen a klein ist, kommt das auf die eben aufgestellte Beziehung (71) hinaus. Bei streifendem Einfall läßt sich die Beziehung (78) allerdings nicht mehr erfüllen.

Es ist nun in einer früheren Arbeit [23] gezeigt worden, daß die hier für die Gültigkeit der SABINEschen Gesetze erhobene Forderung eines sehr großen und vom Einfallswinkel unabhängigen Wandwiderstandes bei porösen Schallschluckern im Bereich großer Strömungswiderstände und tiefer Frequenzen tatsächlich erfüllt ist[1]). Man kann diesen Bereich durch die Forderung $\eta > 16$ kennzeichnen. In diesem in Abb. 1 links schraffierten Gebiet ist dagegen der Schluckgrad und somit die Raumdämpfung durchaus abhängig von der Frequenz, aber nicht von der Richtung der zu den Eigenschwingungen gehörenden Wellenzüge. Wie man ferner aus Abb. 4 erkennt, kommt diesem Bereich sogar ein ziemlich breites Anwendungsgebiet zu.

Es muß schließlich noch betont werden, daß derartig einfache Gesetze sich für den zwischen den beiden Grenzgebieten liegenden Bereich nicht angeben lassen. Daß das Kosinus-Theta-Gesetz keineswegs immer erfüllt ist, zeigen sowohl die in [22] experimentell wie die in [23] theoretisch gefundenen Kurven über Winkelabhängigkeiten des Schluckgrades. Wir haben dann nach den hier gegebenen Ableitungen auch stärkere Durchhängungen der beobachteten Nachhallkurven zu erwarten.

[1]) Der Beweis ist dort zunächst nur für sehr große Schichtdicken durchgeführt. Es bedarf aber nur einer einfachen Abschätzung des komplexen Kotangens, um dieses Ergebnis auf beliebige Schichtdicken zu erweitern.

Inwieweit diese Abweichungen sich praktisch auf das Sabinesche Gesetz auswirken, läßt sich leider schwer aus allgemeinen Betrachtungen abschätzen.

Zusammenfassung des ersten Teiles

1. Die bisherigen statistischen Ableitungen setzen nicht nur voraus, daß die Schallenergie sich auf jeden Raumteil gleichmäßig verteilt, sondern darüber hinaus, daß jeder Schallstrahl jeden Raumteil und in diesem alle Richtungen gleich oft durchläuft („allseitig gleichmäßige" Raumerfüllung). Die letzte Voraussetzung, die viel seltener erfüllt ist, wird überflüssig, wenn wir stattdessen annehmen, daß der Schluckexponent $\ln(1-a)$ überall umgekehrt mit dem Einfallskosinus wächst.

2. Bei der wellentheoretischen Betrachtung erscheint der Nachhall als Summe gedämpfter Eigenschwingungen. Ausgehend vom Rechteckraum werden die asymptotischen Verteilungsgesetze für die Eigenfrequenzen behandelt. Insbesondere wird gezeigt, daß bei hohen Frequenzen die sehr zahlreichen Eigenschwingungen sich aus ebenen Wellen zusammensetzen lassen, die alle Richtungen gleich dicht besetzen. Jede Eigenschwingung liefert gleichmäßige Energieverteilung; eine allseitig gleichmäßige würde zu jedem Zeitpunkt gleiche Stärke aller Teiltöne eines Spektralbereiches erfordern.

3. M. J. O. Strutt hatte durch Einführung eines überall kleinen Dämpfungsgliedes in die Wellengleichung auf dem Boden der Störungsrechnung abgeleitet, daß bei hohen Frequenzen alle Eigentöne schließlich gleich gedämpft sind, und daß die Nachhallzeit unabhängig vom Ort des Dämpfungsmaterials ist. Es wird gezeigt, daß die seiner Rechnung zugrunde liegenden Annahmen nur erfüllt sind bei porösen Schichten von geringem Strömungswiderstand, deren Dicke wenigstens eine Viertelwellenlänge betragen muß. Diese Schichten erfüllen das unter 1 genannte Einfallskosinus-Gesetz.

4. Schuster und Waetzmann führten die Dämpfung als Randbedingung durch Vorschreibung eines komplexen Wandwiderstandes ein.

Van den Dungen leitete für große Wandwiderstände (kleine Admittanz) ebenfalls durch Störungsrechnung das für nur gleichmäßige Verteilung geltende statistische Nachhallgesetz ab.

Es wird gezeigt, daß das Einfallskosinus-Gesetz hier in die Forderung übergeht, daß der Wandwiderstand unabhängig vom Einfallswinkel sein muß, und daß diese Voraussetzungen bei porösen Schichten beliebiger Dicke mit hohem Strömungswiderstand im Bereich tiefer Frequenzen immer erfüllt sind.

Bei mittleren Strömungswiderständen und Frequenzen sind verschiedene Dämpfungen der einzelnen Eigenschwingungen und somit größere Abweichungen vom Nachhallgesetz zu erwarten.

Schrifttum

I. Experimentelle Feststellung der Nachhallgesetze.

Die ersten Untersuchungen:

1. W. C. Sabine, Amer. Arch. and Building News. (1900), Vol. 68; siehe auch Coll. Pap. on Acoust. Harvard University Press 1923.

Neueste Übersicht über die auftretenden Abweichungen:

2. E. Meyer, Über die Messung von Schallschluckstoffen in Hallräumen. Akust. Zeitschr. 2 (1937), S. 179.

II. Statistische Ableitung der Nachhallgesetze.

a) Ausgehend von der Energiebilanz für den Gesamtraum:

3. W. S. Franklin, Physic. Rev. Vol. XVI (1903), S. 372.

4. E. A. Eckhardt, J. Franklin Inst. 195 (1923), S. 729.

Mit Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit des Schluckgrades:

5. E. T. Paris, Philosophic. Mag. V (1928), S. 489.

b) Ausgehend vom mittleren Schicksal des einzelnen Schallstrahles in Analogie zu den klassischen thermodynamischen Untersuchungen von

6. R. Clausius, Die kinetische Theorie der Gase. 2. Aufl. (Braunschweig 1889/91), S. 51ff.

7. G. Jäger, Wiener Akad. Ber. Mathem. Nat. Kl. 120 Abt. IIa (1911), S. 613.

Den Ersatz des Schluckgrades a durch $-\ln(1-a)$ führen ein:

8. A. D. Fokker, Physica 4 (1924), S. 262.
9. E. Waetzmann und K. Schuster in Müller-Pouillet, Lehrbuch der Phys., 2. Aufl. Bd. I, Teil 3 (1929), S. 457.
10. C. F. Eyring, J. Acous. Soc. Am. 1 (1930), S. 217.

Die Frage der örtlichen Mittelung des Schluckgrades behandeln:

11. G. Millington, J. Acous. Soc. Am. 4 (1932), S. 69.
12. W. J. Sette, J. Acous. Soc. Am. 4 (1933), S. 193.

III. Wellentheoretische Ableitung der Nachhallgesetze.

a) Ungedämpfte Eigenschwingungen von Räumen. Rechteckraum:

13. Rayleigh, Theory of Sound II, Chapt. XIII, London 1896.

Beliebige Raumformen:

14. H. Weyl, Math. Ann. 71 (1912), S. 441.
15. R. Courant, Math. Zeitschr. 7 (1920), S. 1.

Siehe auch

Courant-Hilbert, Methoden d. mathem. Phys. I, Berlin 1931, VI, § 4.

b) Ausgehend vom Prinzip der Störungsrechnung von

16. Rayleigh, Theory of Sound I, § 91 und § 140, London 1896.

Einführung kleiner, im Raum beliebig verteilter Dämpfung:

17. M. J. O. Strutt, Ann. Physik IV, 87 (1928), S. 145.
18. M. J. O. Strutt, Math. Ann. 102 (1930), S. 671.
19. M. J. O. Strutt, Z. angew. Math. Mech. 10 (1930), S. 360.

c) Einführung der Dämpfung durch Randbedingung:

20. K. Schuster und E. Waetzmann, Ann. Physik V, 1 (1929), S. 671.
21. F. H. van den Dungen, Acoustique des Salles, Paris 1934.

d) Theorie der porösen Schallschlucker:

22. V. Kühl und E. Meyer, Berl. Akad. Ber. Math. Phys. Kl. 26 (1932), S. 416.
23. L. Cremer, Elektr. Nachr.-Techn. 10 (1933), S. 242.
24. L. Cremer, Elektr. Nachr.-Techn. 12 (1935), S. 333.

An beiden Stellen weitere Literaturangaben.

(Fortsetzung folgt.)

Über ein Verfahren zur trägheitsfreien Aufzeichnung von Melodiekurven

Von M. Grützmacher und W. Lottermoser

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Mit 5 Abbildungen

Einleitung

Unter Melodiekurven versteht man die Aufzeichnung der Grundtonfrequenz von Sprachklängen im Verlauf von Worten, gesprochenen und gesungenen Sätzen und Melodien. Die Gewinnung solcher Kurven aus Oszillogrammen ist bisher die meist angewandte Methode, die auf sehr mühsame und oft nicht ganz eindeutige Weise durch Vergleich mit einer gleichzeitig aufgezeichneten bekannten Frequenz die jeweilige Tonhöhe des Grundtons auszuwerten gestattet. Es sei dazu vor allem auf die Arbeiten von H. Fletcher[1]) und A. Gemelli und G. Pastori[2]) hingewiesen.

Da die Gewinnung von Melodiekurven von größtem Interesse für die Sprachforschung und verwandte Wissenszweige ist, wurden auch Versuchsanordnungen zur direkten Gewinnung dieser Kurven erprobt, welche einzelne Resonatoren im Abstand von wenigen Hertz benutzten. Auf solchem Prinzip beruhen z. B. der Tonhöheschreiber von Engl und Zwirner[3]), bei welchem abgestimmte Saiten benutzt werden, deren Schatten bei Resonanzschwingungen unscharf werden gegenüber denen, die außerhalb der Resonanz in Ruhe bleiben. Ein anderes Verfahren arbeitet ähnlich wie die bekannten Zungenfrequenzmesser[4]). Die Bewegungen der abgestimmten Zungen werden durch Spiegelchen optisch registriert.

All diesen Methoden haftet jedoch der grundsätzliche Mangel an, daß je schärfer man die Abstimmung der Resonatoren wählt, desto größer die Einschwingzeiten der Resonatoren werden, wodurch der Genauigkeit der Methode von vornherein Grenzen gesetzt sind.

Schließlich ist noch das Verfahren von J. Tiffin zu nennen[1]), welcher die Lichtschwankungen einer mit den verstärkten Sprechspannungen betriebenen Neonlampe zur stroboskopischen Aufzeichnung benutzt. Auch hier tritt nach des Verfassers Angaben der Mangel auf, daß bei rasch veränderlichen Vorgängen die Anlage nicht mehr sicher arbeitet.

Meßverfahren

a) Grundsätzliches

Die gezeigten Nachteile vermeidet die hier benutzte Meßanordnung (Abb. 1). Die Sprechklänge werden in üblicher Weise hinter einem Mikrophon oder einem Schallplattentonabnehmer abgenommen, und zunächst verzerrungsfrei verstärkt. Hinter dem Verstärker ist ein auf quadratischer Kennlinie arbeitendes Rohr angeschlossen, welches durch Differenztonbildung den Grundton hervortreten läßt. Darauf dient eine Kondensatorkette dazu, die Frequenzen oberhalb der Sprachgrundtöne (bei männlicher Sprache etwa 300 Hz) abzuschwächen, außerdem gleichzeitig eine bevorzugte Bewertung der tiefen Frequenzen vorzunehmen. Die Differenztonbildung und die Kette wirken

[1]) H. Fletcher, Bell Teleph. Syst. 10 (1931), S. 351.

[2]) A. Gemelli und G. Pastori, L'Analisi elletroacustica del Linguaggio. Pubbl. della Univ. Catt. Mailand 1934.

[3]) Engl und Zwirner, J. f. Psych. u. Neurol. 40 (1929), S. 99.

[4]) C. W. Hickman, Bell Lab. Record, Okt. 1934.

[1]) J. Tiffin, J. Acous. Soc. Am. 5, 4 (1934), S. 225, s. a. C. E. Seashore, J. Acous. Soc. Am. 2, 77 (1930) und Hunt, Rev. Sci. Inst. 6, 43 (1935).

also beide in derselben Richtung, den Grundton, der ja meist einer der schwächeren Teiltöne im Sprachklang ist, zu verstärken. Man erhält nach diesen Gliedern ziemlich obertonfreie Spannungen, welche aber natürlich in ihrer Intensität je nach der Lautstärke der Sprache stark schwanken. Diese verzerrten Spannungen werden nochmals verstärkt.

Das folgende für das Verfahren ausschlaggebende Glied besteht aus einer Thyratronröhre, welche über einen Kondensator und einen Widerstand in bekannter Weise Kippschwingungen erzeugt, deren Frequenz durch die Größe der Schaltelemente gegeben ist. Man wählt die Frequenz so, daß sie tief gegen die Sprachfrequenzen, also bei 20—50 Hz liegt.

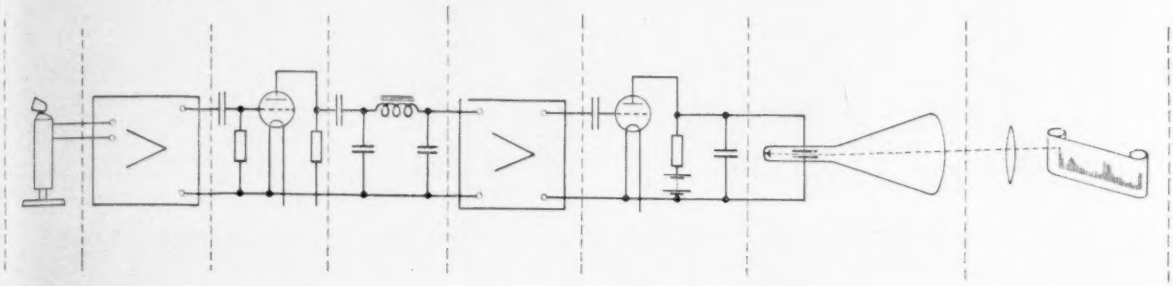

Abb. 1. Versuchsanordnung

Durch einen Kathodenstrahloszillographen wird die Kippschwingung sichtbar gemacht und erscheint als Linie bestimmter Länge. Diese kann bei zeitlicher Auseinanderziehung als Dreieckskurve oder dgl. festgelegt werden. Gibt man auf das Steuergitter des Thyratrons eine Wechselspannung höherer Frequenz als die Kippschwingung, so zündet das Thyratron dann, wenn das Gitter eine bestimmte Aufladung erhalten hat, die weitgehend unabhängig von der Größe der Spitzen dieser Steuerspannung sein kann. Die Zündungen folgen um so schneller aufeinander, je höher die Frequenz der an das Steuergitter gelegten Spannung ist, d. h. aber, daß die vorher eingestellte Aufladung der Kippschwingung eher unterbrochen wird und auf dem Leuchtschirm der Kathodenstrahlröhre eine mit zunehmender Frequenz wachsende Verkürzung des Leuchtstriches zu sehen ist. Durch diese Anordnung können also auch die Sprachgrundschwingungen benutzt werden, um eine konstante Kippschwingung zu steuern. Naturgemäß arbeitet dieses Verfahren völlig trägheitslos, so daß damit das Problem grundsätzlich gelöst ist, auch ganz schnell verlaufende Vorgänge mit genügender Sicherheit aufzuzeichnen.

b) Einzelheiten der Anordnung

Nachdem durch Vorversuche das Meßprinzip geklärt war, ergab sich im einzelnen der zweckmäßigste Verlauf der Frequenzbewertung durch den Verzerrer und den Tiefpaß durch Versuche, bei denen die Laute *a, e, i, o, u* in verschiedener Tonhöhe durch das Mikrophon gesprochen wurden. Möglichst steiles Abschneiden bei einer höheren Frequenz bewährte sich nicht, da ein Umspringen der Aufzeichnung in die Oktave häufig wurde. Als zweckmäßig erwies sich eine Kette, deren Dämpfung bei 200 Hz etwa 1,5 Neper größer war als bei 100 Hz.

Die Differenztonbildung durch den Verzerrer war unbedingt notwendig, den Grundton hervorzuheben. Um einen großen Spannungsbereich quadratisch aussteuern zu können, wurde die RENS 1823d für die Anordnung ausgesucht. Die hinter den beiden Verzerrungsgliedern entstehenden Wechselspannungen konnten trotz der starken Amplitudenschwankungen ohne weiteres dazu benutzt werden,

die Kippschwingung der Thyratronröhre zu steuern. Auch war es möglich, bei großer Verstärkung hinter der Verzerrung auch die ganz geringen Spannungen, wie sie zu Beginn oder am Ende der aufzuzeichnenden Silben auftreten, zum Steuern zu benutzen. Die Schärfe des Einsatzes ist allerdings manchmal nicht ganz genau, weil bei der oft geringen Steilheit der Spannungsschwankungen die Zündung nicht momentan erfolgt.

nochmals verstärkt auf das Steuergitter des Thyratrons gegeben und hier erfolgt eine exakte Zündung im Takte der Spannungsspitzen. Bei d) ist endlich das Zustandekommen der Aufzeichnung durch den Kathodenstrahloszillographen erklärt.

Vor dem Einsatz des „J" besteht nur die reine Kippschwingung, die hier auf 50 Hz eingestellt wurde. Die Anzeige der ersten Spitze braucht allerdings nicht richtig zu sein, da sie

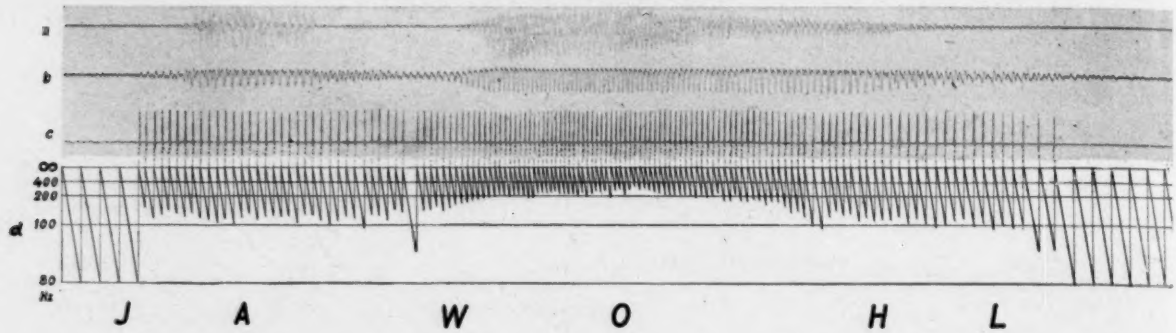

Abb. 2. Oszillogramme und Tonhöhenaufzeichnung des Wortes „Jawohl". Wechselspannung: a) unverzerrt, b) hinter dem ersten Verzerrer und Tiefpaß, c) nach Verzerrung durch die erste Thyratronröhre, d) Aufzeichnung des Kathodenstrahlrohres (schematisch)

Um auch diesen Fehler zu vermeiden, wurde vor dem Thyratron ein zweites Kippgerät eingeschaltet, welches die verzerrten Sprachschwingungen in Spannungsspitzen konstanter Amplitude umformte. An dieser Stelle hat sich eine Schaltung bewährt, wie sie z. B. auch in dem von der AEG. hergestellten Frequenzzeiger angewandt wird[1]).

Abb. 2 zeigt an einer Aufnahme des Wortes „Jawohl" die Arbeitsweise der Anordnung. Bei a) ist die unverzerrte Sprechspannung am Ausgange des ersten Verstärkers (Abb. 1), bei b) die Spannung hinter dem Tiefpaß aufgezeichnet, wobei die Wirkung der Gleichrichtung und der Kette deutlich zu erkennen ist. Bei c) sind die durch die Sprachschwingungen gesteuerten Spannungsspitzen konstanter Höhe und derselben Frequenz wie der des Grundtones registriert. Diese Spannungsspitzen werden von dem zeitlichen Treffpunkt der Kippschwingungsunterbrechung bedingt ist. Alle weiteren Aufzeichnungen sind dagegen exakt. Die Umkehrpunkte miteinander verbunden, ergeben die gesuchte Melodiekurve. Auch die ganz schwachen Einschwingvorgänge der Sprache werden, wie man in Abb. 2 sieht, bei diesem Aufzeichnungsverfahren mit erfaßt, da die Verstärkung ja so gewählt werden kann, daß schon Steuerspitzen auftreten, sowie die Intensität über einem willkürlich zu wählenden Schwellenwert gewachsen ist. Nur dann, wenn etwa zwischen Stellen größerer Intensität Spannungen vorkommen, die nicht zu steuern vermögen, können falsche Frequenzen vorgetäuscht werden. Aber dann ist auch von einer Melodie nicht mehr zu reden. Grundsätzlich werden solche Stellen, die meist durch einen oder mehrere Konsonanten zwischen zwei Vokalen hervorgerufen werden, auch bei Auswertung aus Oszillogrammaufnahmen nicht mit berücksichtigt.

[1]) Th. Hecker, Elektr. Nachr.-Technik 6 (1936), S. 205ff.

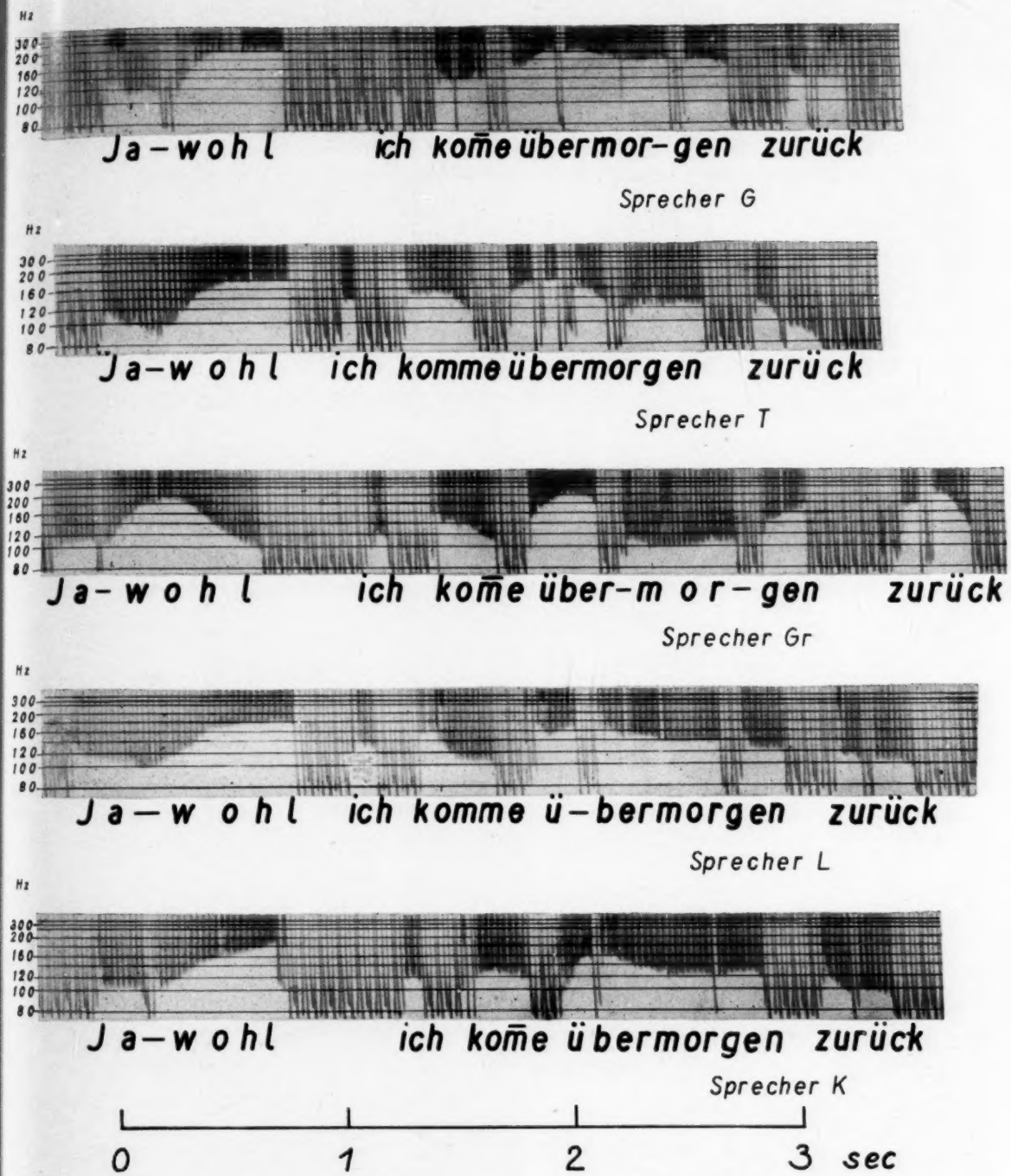

Abb. 3. Melodiekurven des Satzes: „Jawohl, ich komme übermorgen zurück" gesprochen von verschiedenen Personen

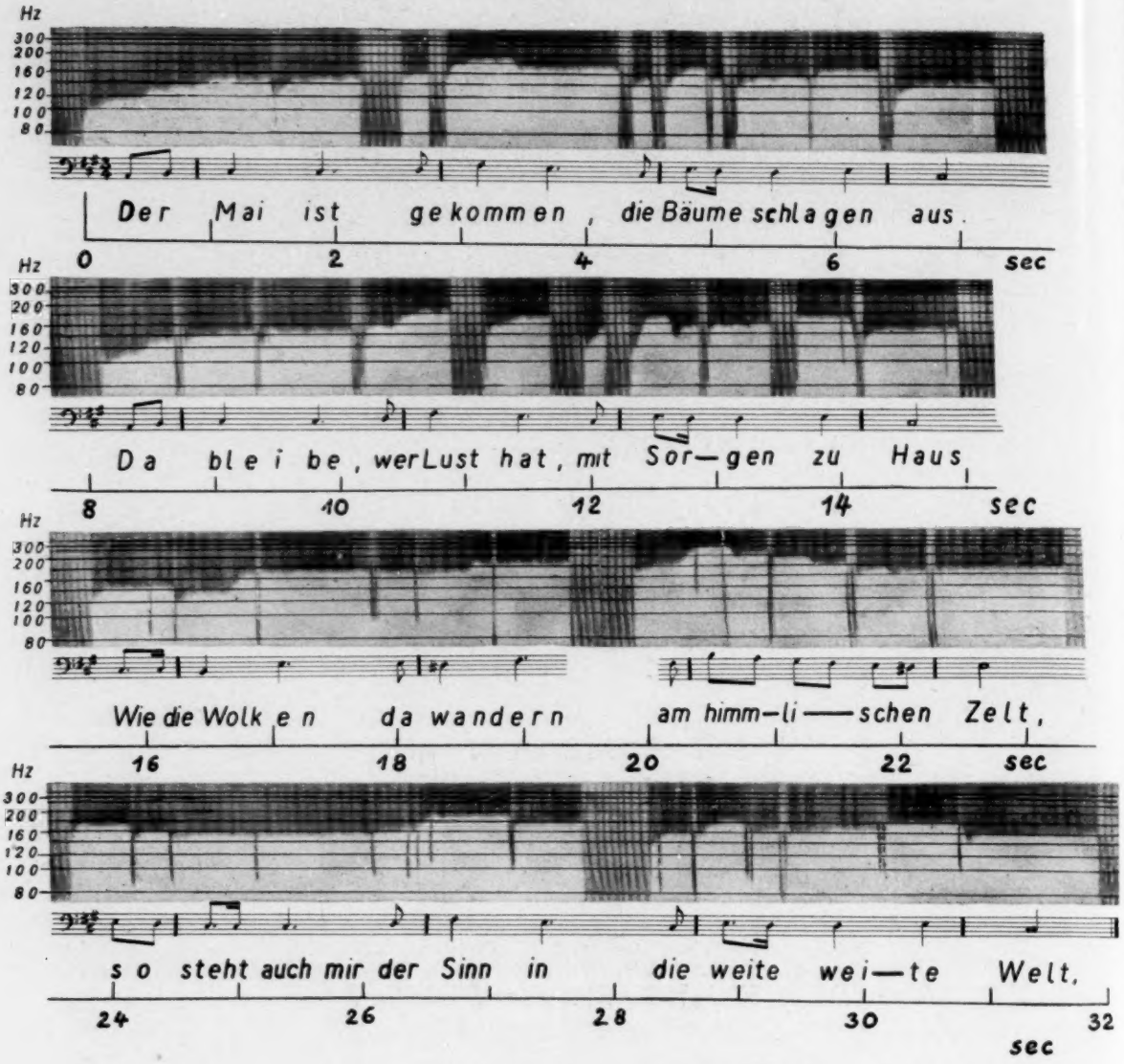

Abb. 4. Melodiekurven eines gesungenen Liedes

Anwendungsspiele

Um die Leistungsfähigkeit der Methode zu erweisen, wurden von verschiedenen Männerstimmen Worte und Sätze gesprochen. Höher liegende weibliche Stimmen können natürlich nach Wahl einer anderen Kette und einer höher liegenden Kippfrequenz ebenfalls registriert werden. Der Frequenzmaßstab (Abb. 3), der durch den Anstieg der Kippschwingung gegeben ist, wurde durch Wahl der Kippschwingungsform dem logarithmischen nahegebracht. Die Kippschwingung steigt dann nicht linear, sondern im Anfang schneller als später an. Der Feinheit der Aufzeichnung sind natürlich bezüglich der frequenzmäßigen Auflösung und der zeitlichen Auseinanderziehung keine Grenzen gesetzt.

In Abb. 3 sind die Melodieaufnahmen von fünf verschiedenen Sprechern gezeigt, die den gleichen Satz mit etwa derselben Betonung sprechen mußten. Es ergibt sich daraus ein fast gleicher Gang von Anstieg und Abfall der Frequenz. Charakteristisch und völlig repro-

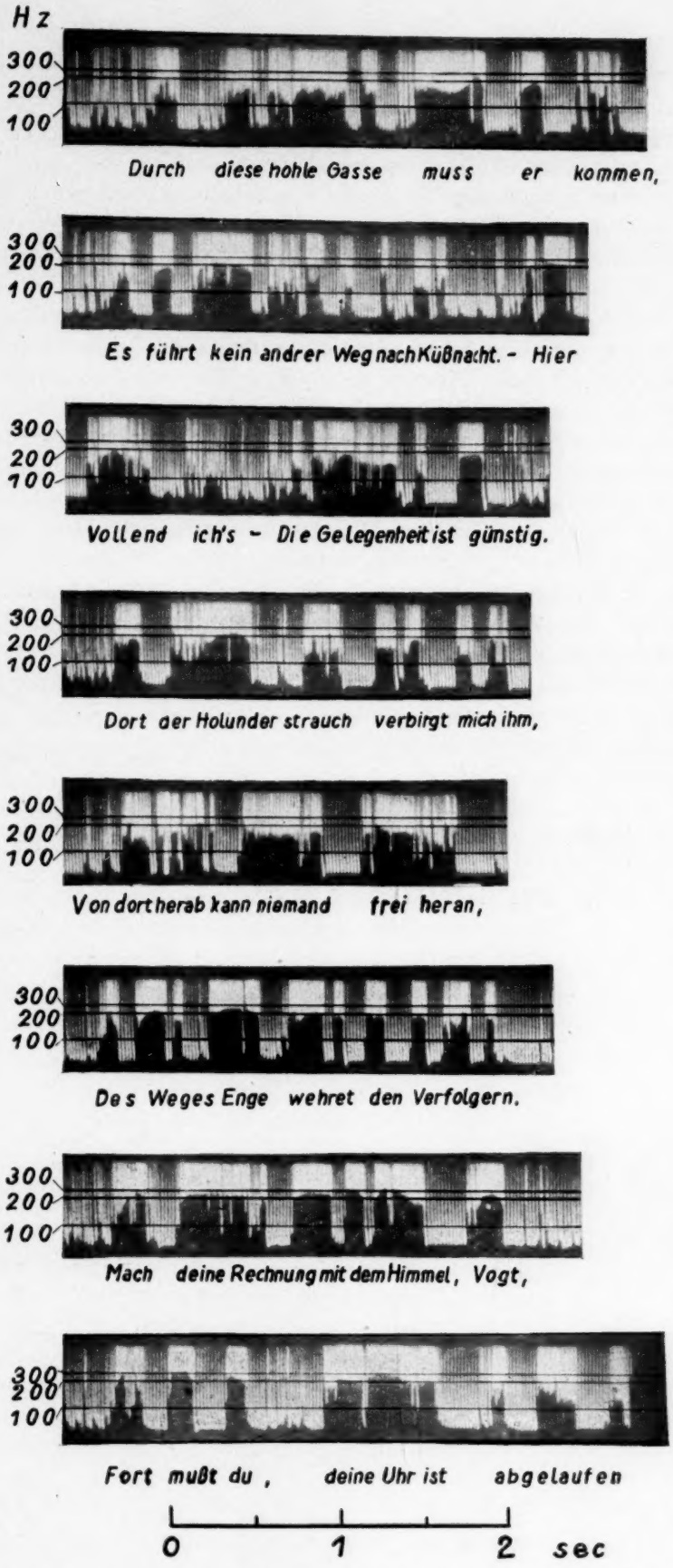

Abb. 5. Melodiekurven des Monologs aus Schillers „Wilhelm Tell" gesprochen von Dr. L. Wüllner (Kontaktabzug von Filmstreifen, daher Negativ)

duzierbar ist die Art des Anstiegs und Abfalles und die Länge der Pausen zwischen den Worten bei demselben Sprecher, so daß die Melodiekurve für jeden zu einem spezifischen Merkmal wird. Bemerkenswert ist weiterhin, daß die betonte Silbe immer höher als die anderen liegt und daß die Melodie in dem verhältnismäßig großen Bereich einer vollen Oktave schwankt.

Abb. 4 zeigt die Frequenzaufzeichnung eines Liedes, von einer ungeschulten Stimme gesungen. Ganz besonders auffällig sind hier die ziemlich langsamen Frequenzübergänge zwischen den eigentlichen Frequenzen der Melodie, deren Tonhöhe interessanterweise nicht konstant ist, sondern oft ein heftiges Vibrato zeigt. Weiterhin ist das Einschalten der Atempausen und anderer durch den Text gegebener Pausen sowie die Länge der Takte bemerkenswert, welch letztere eine gute Konstanz zeigen. Der Sänger hat die Tonhöhe während des Singens fallen lassen, denn das cis des Endes liegt deutlich tiefer als das im Anfang. Von geeigneten Schallplatten wurden Aufnahmen von bekannten Sängern gemacht, bei welchen ein Schleifen der Tonhöhen ineinander und ein starkes Vibrato ebenfalls erkennbar war.

Als Beispiel, wie man ganze Gedichte von Schallplatten auf diese Weise untersuchen kann, ist in Abb. 5 (Kontaktabzug von Filmstreifen) der Anfang des Monologs aus Schillers „Wilhelm Tell" gesprochen von Dr. Ludwig Wüllner (Grammophon-Platte Nr. 5.050) wiedergegeben, wo ganz besonders deutlich Hebungen und Senkungen, Pausen usw. die Wirkung eines meisterhaft vorgetragenen Gedichtes veranschaulichen. (Leider geben bei Schallplatten die Nadelgeräusche Anlaß zu Störungen.)

Von Instrumentalklängen wie Cello und Klarinette wurden ebenfalls Aufzeichnungen gemacht, welche eine größere Konstanz der Frequenz und weniger großes Schleifen aus einer Tonhöhe in die andere zeigten.

Zum Schluß möchten wir nicht verfehlen, Herrn Prof. Wethlow und Herrn Dr. Ketterer für den Hinweis auf das Problem unseren Dank auszusprechen.

Zusammenfassung

Es wird ein Verfahren mitgeteilt, das mit Hilfe von Verzerrungsgliedern und einer von den Sprachgrundtönen gesteuerten Kippschwingung die trägheitsfreie Aufzeichnung von Melodiekurven gestattet. Es werden dazu einige Aufnahmen von gesprochenen und gesungenen Sätzen gezeigt.

(Eingegangen am 17. August 1937.)

Die Körperschalldämmung von Novadommauerwerk

Von Georg Hofbauer und Friedrich Bruckmayer, Wien

Mit 4 Abbildungen

Während die Luftschalldurchlässigkeit von Wänden und Decken im Laufe der letzten Jahre eingehenden Untersuchungen unterzogen wurde, so daß dieses Gebiet als weitgehend durchforscht bezeichnet werden kann, hat man der Frage der Körperschallfortleitung verhältnismäßig weniger Beachtung geschenkt. Unter Körperschalleitung ist dabei Fortpflanzung von Schallenergie in festen Bauteilen und im besonderen in den tragenden Konstruktionen wie Mauerwerk, Beton oder Stahlskelett usw. verstanden. Der Körperschall kann entweder im festen Bauteil selbst entstanden sein z. B. durch Maschinen und Geräte, die unmittelbar an den Mauern oder Decken befestigt sind oder durch körperschalleitende Elemente in den Bauteil übertragen sein wie etwa Fahrzeuglärm, der durch die Straßendecke in die Gebäudemauern übertragen und dort fortgepflanzt wird. Körperschall entsteht aber auch, wenn die festen Bauteile durch auftreffenden Luftschall in Schwingungen versetzt werden. Auf diese Weise kann Luftschall durch Körperschallfortleitung an ganz entfernte Stellen eines Gebäudes übertragen und durch einen besonders schwingungsfähigen Bauteil, z. B. eine leichte Zwischenwand, wieder als Luftschall abgegeben werden.

Der Grund der Vernachlässigung des Gebietes der Körperschalldämmung mag in zwei Richtungen zu suchen sein. Einmal waren die Bauelemente, deren Körperschalldämmung von Wichtigkeit ist, in nahezu unabänderlicher Form vorgegeben. Ziegelmauerwerk, Beton, Beton- und Stahlskelett mit Füllmauerwerk waren Konstruktionselemente, die, aus rein statischen Bedürfnissen als Tragteile entstanden nahezu keiner schalltechnischen Anpassung oder Abänderung zugänglich waren. Zum anderen Teil waren, und das gilt besonders für die geldknappe Bauperiode der Nachkriegszeit, die Wände und Decken im Luftschallschutz so unzureichend, daß die Geräuschübertragung durch Körperschall gegen den durch Luftschall übertragenen Lärm nebensächlich erschien.

Gerade auf diesem Gebiet hat nun durch die Aufklärungsarbeit von schalltechnischen Instituten eine wesentliche Besserung durch Erhöhung der Ansprüche eingesetzt. Während früher z. B. eine 6,5 cm dicke Hohlsteinwand mit kaum 38—40 db Dämmung als Trennwand für Wohnungen verwendet wurde, ist jetzt nach den österreichischen und deutschen Normen ein Schallschutz von mindestens 50—55 db vorgeschrieben, der z. B. durch Doppelwandkonstruktionen auch leicht erreicht werden kann. Durch Sonderbauarten ist es gelungen, auf wohlfeile Weise Trennwände von mehr als 60 db Dämmung bei Wanddicken von weniger als 15 cm (einschließlich Putz) zu erzielen.

Diese Steigerung des Schallschutzes von Wänden, bei denen im Bereich der großen Dämmzahlen jede Verbesserung um wenige db nur schwer erreicht werden kann, erfordert nun in zwangsläufiger Folge eine sorgfältige Beachtung der Körperschalleitung der tragenden Bauteile. Versuche, ausgeführt in der Building Research Station, Garston (England) haben gezeigt, daß der Schallschutz von Doppelwänden durch Körperschalleitung stark verschlechtert wird, da durch die Außen- und Mittelmauern, in die die Trennwand eingespannt ist, der Schall in die zweite Wandschale übertragen und von dort wieder ausgestrahlt wird. Die Trennung der Zwischenwand von den Außen- bzw. Mittelmauern durch eine „Einfassung" aus Korkstreifen brachte eine wesentliche Ver-

besserung des Schallschutzes der Wand. Über ein gewisses Maß hinaus ließ sich aber der Schallschutz in Trennwänden bei der praktischen Verwendung im Bauwerk nicht steigern, da der Lärm auch als Körperschall durch die Gebäudemauern weiter geleitet und abgegeben wurde. Der B. R. S. gelang es, durch Anordnung einer inneren Verkleidung der Gebäudemauern mit Leichtbauplatten und zwischenliegendem Luftraum diese Umleitung zu unterbinden und mit dieser Hilfe und unter Verwendung von dreifachen Trennwänden zwei Räume gegen die denkbar lautesten Geräusche vollständig zu isolieren.

Im Institut für Schwingungsforschung (Berlin) wurde durch Messung der Lautstärkenabnahme in untereinanderliegenden Geschossen der Einfluß der Körperschalleitung ebenfalls untersucht[1]). Es zeigte sich, daß man stets größere Lautstärken in den unteren Stockwerken erhielt, als nach den Dämmwerten der zwischenliegenden Decken zu erwarten war. Auch hier zeigte sich der starke Einfluß der Schallfortpflanzung im Mauerwerk, wodurch der Lärm in die untenliegenden Räume geleitet und ausgestrahlt wurde.

Die vom Institut für Schwingungsforschung festgestellten Körperschalldämmzahlen für verschiedene Bauweisen sind in der zitierten Arbeit in Phon pro Stockwerk angegeben. Zum besseren Vergleich mit den später mitgeteilten Werten wurden die Dämmwerte auf 1 m aufgehende Konstruktion bezogen und in nachstehender Tabelle 1 angegeben.

Tabelle 1

Körperschalldämmwerte (abgerundet)

Bauweise	Körperschalldämmung in Phon je 1 m aufgehender Konstruktion
Ziegelbau	6,5
Beton	2,5
Stahlskelett	2,5
Stahlskelett mit Dämmstoff	6,0

[1]) „Schalldämmessungen in der Praxis und Vorschläge zur Normung des Schallschutzes von Wohnungstrennwänden und Decken". Von A. GASTELL. A. Z. 1, H. 1 (1936), S. 24.

Über die Dämmungsmessung von R. SCHMIDT ausgeführt am Gebäude des Instituts für Schwingungsforschung, ist in der genannten Arbeit ebenfalls berichtet. R. SCHMIDT stellte (wieder bezogen auf 1 m aufgehender Konstruktion) für Mauerwerk aus Hartbrandziegel in lotrechter Richtung eine Dämmung von etwa 4 Phon, in waagerechter Richtung eine Dämmung von etwa 5 Phon je Meter fest.

Die vorstehend angegebenen Zahlen lassen erkennen, daß die Körperschalldämmung der üblichen Bauweisen nicht ausreicht, um einen auch nur bescheidenen Schutz gegen derartige Lärmübertragung zu bewirken. Besonders ungünstig verhalten sich in dieser Hinsicht Skelettbauweisen und es ist mehr als ein Fall in den letzten Jahren bekannt geworden, daß trotz akustisch einwandfreier Ausbildung der Decken und Wohnungstrennwänden für die Mietparteien solcher Häuser lästige Beschränkungen hinsichtlich Musizierens, Betrieb von Lautsprechern und Grammophonen ausgesprochen werden mußten.

Wie schon eingangs erwähnt, waren die Bauweisen jedoch in Hinblick auf rein statische Erfordernisse vorgegeben und einer akustischen Verbesserung fast unzugänglich. Eine durchgreifende Wandlung diesbezüglich bringt die seit kurzer Zeit in mehreren Staaten angewendete „Novadom-Trocken Bauweise". Diese Bauweise, ganz abweichend von den bisherigen Systemen, verzichtet vollständig auf die Verwendung von Mörtel. In die Lagerfugen des Mauerwerkes (vornehmlich Hohlsteinmauerwerk) werden 1 cm dicke versteinte Spezialholzwolleplatten eingelegt und die Steine einer Schar trocken Mann an Mann ohne Stoßfugen aneinander geschlichtet. Abb. 1 zeigt das Prinzip des Systems und zwei bei diesem neuen Mauerwerk bewährte Hohlsteintypen.

Durch diese neue Bauweise, die sich bei zahlreichen Klein- und Großbauten schon praktisch bewährt hat, ist wohl erstmalig ein körperschalldämmendes Massivmauerwerk geschaffen. Das Fehlen des Mörtels und das Einlegen von Holzwolleplatten an seine Stelle in die Lagerfuge verbürgen hohe Dämmwirkung zwischen den einzelnen aufgehenden Scharen.

Aber auch in horizontaler Richtung ist wegen der dünnen Luftspalte zwischen den Berührungsstellen der aneinanderstoßenden Steine eine Verbesserung der Dämmung durch Verkleinerung der Übertragungsfläche zu erwarten.

Zuerst wurde die Schallfortleitung in vertikaler Richtung gemessen. Zwei gleiche Pfeiler aus Normalziegel, einer in Zementmörtel, der andere als Trockenmauerwerk, wurden unter baumäßiger Belastung errichtet. Auf

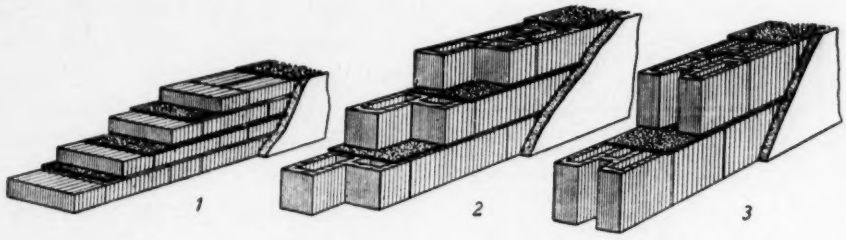

Abb. 1. Novadombauweise

beide Pfeiler kam als oberer Abschluß eine Eisenplatte, auf die mit einem Lederhammer (Abmessungen 38 mm Durchmesser, 70 mm Höhe, Gewicht 120 g) gleiche Klopfenergien aufgebracht wurden. Mittels einer Hörsonde (Fühlstab und Membrane) wurden nun an der Eisenplatte und den untereinanderliegenden Ziegelscharen die Lautstärken der Klopfgeräusche abgehorcht und durch einen Vergleich mit einem Geräuschmesser nach SIEMENS-BARKHAUSEN gemessen. Die Meßgenauigkeit ist mit rund 5 Phon anzusetzen.

Die meßtechnischen Untersuchungen der Körperschalldämmung wurden in der Versuchsanstalt für Wärme- und Schalltechnik

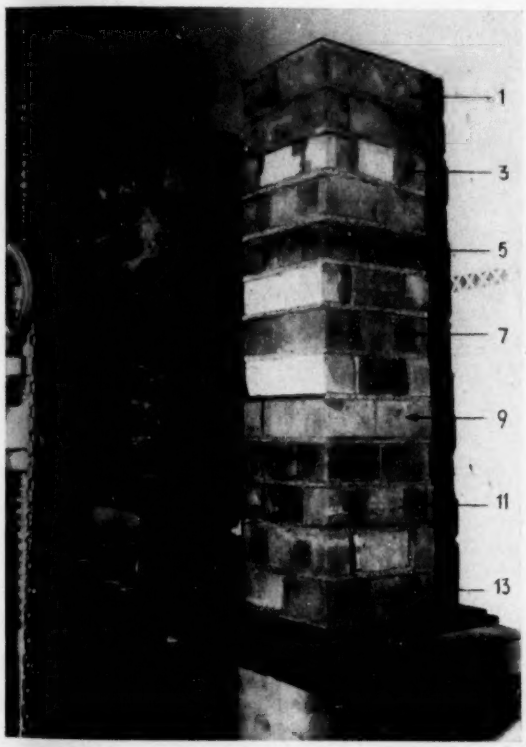

Abb. 2. Pfeiler zur Messung der Körperschalleitung

in Wien vom erstgenannten Verfasser als Leiter dieses Institutes durchgeführt[1]).

Abb. 2 zeigt die Pfeiler als Normalziegel, deutsches Format, Querschnitt $25 \cdot 25$ cm², 100 cm hoch, nach dem Versuch, links der vermörtelte Pfeiler, rechts Trockenbauweise.

Die Ergebnisse der Lautstärkemessung sind in der nachstehenden Tabelle 2 zusammengefaßt.

Tabelle 2

Abgehörte Lautstärken in Phon

Pfeiler in	Eisenplatte	Abgehörte Lautstärke in Phon an der Schar 1.	3.	5.	7.	9.	11.	13
Trockenbauweise . . .	75	70	65	60	55	50	45	40
Zementmörtel	80	75	70	70	70	75	75	70

[1]) Nebenbei mag hier erwähnt sein, daß auch Messungen des Luftschallschutzes vergleichsweise zwischen Mörtelmauerwerk und Trockenmauerwerk durchgeführt wurden, die gleiche Dämmwirkungen beider ergaben.

Bezogen auf die Lautstärke in der Eisenplatte ergeben sich demnach folgende Dämmwirkungen gegen Körperschallfortleitung im Mauerwerk (Tabelle 3).

Tabelle 3
Dämmung in Phon

Pfeiler in	Gesamte Dämmung in Phon nach Scharen 1	3	5	7	8	11	13
Trockenbauweise . .	5	10	15	20	25	30	35
Zementmörtel . . .	5	10	10	10	5	5	10

In der Abb. 3 sind die Ergebnisse der Tabelle 3 graphisch aufgetragen.

Zweifellos kann gesagt werden, daß eine Schallfortleitung von Stockwerk zu Stockwerk durch Novadommauerwerk unmöglich ist; es kann demnach als körperschallsicher bezeichnet werden. Schall, der durch Maschinen oder Straßenerschütterungen in die Grundmauern dringt, wird nicht weitergeleitet.

Dieses Ergebnis ist einleuchtend, wenn man die vielfache, abwechselnde Aufeinanderfolge von Mauerziegel (schallhart) und Holzwolleplatten (schallweich und dämpfend) ins Auge faßt.

Überschlägige Messungen, die an verputzten Mauern vorgenommen wurden, zeigten, daß die Putzschichten zwar eine gewisse Verschlechterung der Dämmwirkung herbeiführen, die aber in Anbetracht der großen Dämmzahlen als unbedeutend bezeichnet werden kann.

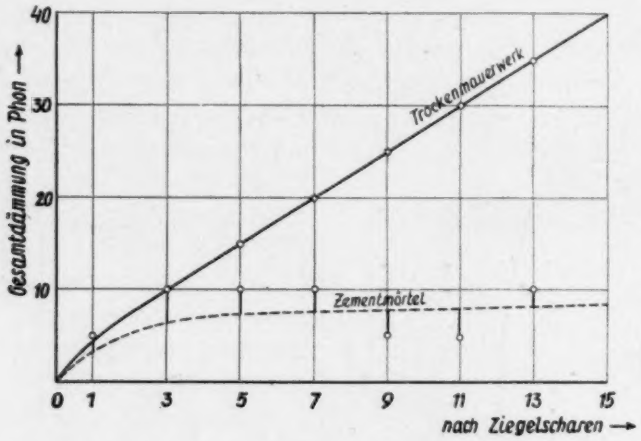

Abb. 3. Abhängigkeit der Körperschalldämmung in den Versuchspfeilern von der Zahl der Ziegelscharen

Nach 13 Scharen, das ist 1 m aufgehendes Mauerwerk, hat das Zementmörtelmauerwerk eine Dämmung von rund 8 Phon, das Trockenmauerwerk rund 35 Phon. Der Wert von 8 Phon stimmt mit dem von GASTELL gemessenen Durchschnittswert von 6,5 Phon (Tabelle 1) genügend genau überein. Der langsame Anstieg der Kurve zeigt deutlich die geringe Dämmwirkung von Mörtelmauerwerk. Dagegen kann bei Trockenmauerwerk eine regelmäßige Zunahme der Dämmung von rund 5 Phon pro Lagerfugenplatte festgestellt werden, so daß nach 1 m aufgehendem Mauerwerk schon 35 Phon Dämmung vorhanden sind, wobei die Steigung der Kurve noch gleichmäßig weiterzugehen scheint.

In letzter Zeit wurde auf ähnliche Weise, wie vorhin beschrieben, auch die Körperschallausbreitung in horizontaler Richtung gemessen. Das Mauerwerk war Trockenmauerwerk aus Normalziegel deutschen Formates. Die Klopfgeräusche wurden mit dem gleichen Lederhammer aufgebracht und wieder von Ziegel zu Ziegel die Lautstärkenabnahme abgehorcht. Abb. 4 zeigt die Ergebnisse graphisch aufgetragen.

Nach 8 Ziegeln, das ist ungefähr 1 m Länge, ist die Dämmung demnach rund 15 Phon, also das Dreifache des von R. SCHMIDT für

Mörtelmauerwerk gemessenen Wertes von 5 Phon.

Dieses Ergebnis ist von Bedeutung in Anbetracht der eingangs erwähnten „Schallumleitung" bei hochdämmenden Trennwänden. Es ist zu erwarten, daß solche Trennwände in Novadommauerwerk höhere Dämmwerte ergeben werden, als sie in Mörtelmauerwerk eingebaut bisher hatten. Das gleiche gilt natürlich für Decken.

Weitere Untersuchungen werden sich auf Messungen an Novadommauerwerk aus Hohlsteinen erstrecken, da aus wirtschaftlichen Gründen bei diesem System vorwiegend Hohlsteine verwendet werden. Durch die größeren Abmessungen der Hohlsteine wird die Anzahl der Lagerfugenplatten pro Meter verringert, auch die Anzahl der Stöße in horizontaler Richtung wird kleiner. Aus diesen Gründen wäre also eine Abnahme der Dämmwirkung zu erwarten, andererseits haben die Hohlsteine selbst durch die eingeschlossenen Lufthohlräume eine wesentlich kleinere Querschnittsfläche, durch die die Schalleitung vor sich geht, so daß dadurch eine Verminderung des Abfalls an Dämmwirkung zu erwarten ist. Bis zur Vornahme von genauen Messungen wird man überschlägig vielleicht mit $^2/_3$ der Werte aus den Abb. 3 und 4 rechnen können.

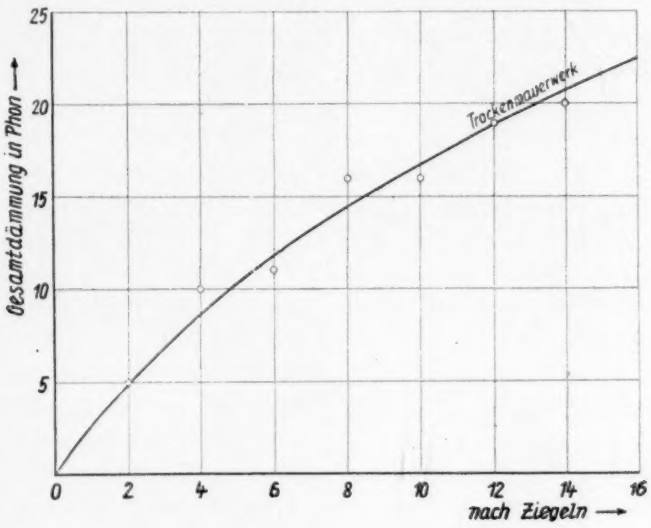

Abb. 4. Körperschallausbreitung in horizontaler Richtung

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß das neue Mauerwerk auch aus akustischen Gründen stärkste Beachtung verdient. Durch planmäßige Arbeit ist es geglückt, die jahrtausende alte Ziegelbauweise neuen Anforderungen anzupassen.

(Eingegangen am 10. Juni 1937.)

Versuche zur Frage der Rohmannhaut bei Kontaktmikrophonen

Von Dietrich Brodhun

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

Der Ohmsche Widerstand eines Kontaktmikrophones, das in der Praxis immer als Kohlemikrophon auftritt, ändert sich annähernd linear mit dem mechanischen Druck, der auf die meist zahlreichen Kontaktstellen ausgeübt wird. Zur Erklärung dieser Erscheinung zieht man zwei Vorstellungen heran: Nach der ersten sollte ein vom Druck abhängiger Übergangswiderstand auftreten, welcher von einer Fremdschicht von adsorbierten Gasen oder Feuchtigkeit herrührt, der Rohmannhaut, so genannt mit Bezug auf Untersuchungen über elektrische Kontakte von H. Rohmann[1]). Die zweite berücksichtigt, daß die Berührungsstelle zweier gekrümmter Flächen eine Einschnürung des Stromweges darstellt; danach bietet die Umgebung einer Kontaktstelle einen Ausbreitungswiderstand, der mit der Größe der Kontaktfläche veränderlich ist. Diese Vorstellung ist besonders von Holm[2]) und in neuerer Zeit von Goucher[3]) entwickelt worden. Es können auch beide Effekte nebeneinander auftreten. Den Einfluß einer Fremdschicht muß ein Versuch erkennen lassen, bei dem durch Evakuieren und andere geeignete Maßnahmen die adsorbierten Stoffe entfernt wurden. Nach einer Bemerkung im Handbuch der Experimentalphysik[4]), wonach bei einem Evakuierversuch der Mikrophoneffekt verschwunden sein soll, mußte man die Rohmannhaut als entscheidend ansehen. Im Gegensatz hierzu konnte Otto[1]), der einen entsprechenden Versuch beschreibt, keine Verminderung der Mikrophonempfindlichkeit feststellen. Zur Klärung dieses Widerspruches untersuchte der Verfasser auf Veranlassung von Prof. E. Meyer das Verhalten eines geeigneten Mikrophones im Vakuum.

Es wurde ein Kohlemikrophon konstruiert, bei dem die Kohlegrießfüllung frei auf einer horizontalen Glimmermembran liegt. Frei werdende Gase können daher auch noch bei kleinen Drucken gut entweichen und abgepumpt werden. Die Druckkräfte zwischen den Kontaktstellen werden hier durch Trägheitskräfte aufgebracht. Zur Betönung des Mikrophons im Vakuum wird die Membran elektrostatisch erregt; die Wechselspannungen wurden einem Überlagerungssummer entnommen. Wesentlich für eine wirksame Entfernung von adsorbierten Stoffen ist eine hohe Erwärmung des Adsorbens; daher wurden zum Bau des Mikrophons nur Eisen, Porzellan und Glimmer verwendet, Materialien, die eine Erhitzung auf 800—1000° C vertragen und selber im Vakuum nur mäßig gasen. Die Wechselspannungen des Mikrophons wurden auf einen zweistufigen Verstärker gegeben und in dessen Ausgang auf einem Ventilvoltmeter abgelesen.

Das Mikrophon war mittels Quetschfuß in einen Glaskolben eingeschmolzen, der seinerseits an einer Hochvakuumapparatur lag. Der Kolben wurde mit einer Quecksilberdampf-

[1]) H. Rohmann, Elektrische Kontakte, Physik. Z. 21 (1920), S. 417, 699.

[2]) R. Holm, Über Kontaktwiderstände besonders bei Kohlekontakten, Z. techn. Physik 3 (1922), S. 290, 320, 349.

[3]) Goucher, The Carbon Microphone, Bell Syst. techn. J. 13 (1934), S. 163.

[4]) Technische Akustik Bd. 1 (Handbuch der Experimentalphysik Bd. 17, 2), Anm. 4 zu S. 167 m Artikel von E. Lübcke.

[1]) R. Otto, Das Rauschen von Kohlemikrophonen. Hochfr. Elektroakust. 45 (1935), Heft 6, S. 187.

diffusionspumpe auf wenigstens 10^{-5} mm Hg ausgepumpt; die Pumpe war im ganzen 4 Stunden in Betrieb. Während der letzten Stunde wurden noch vorhandene Dämpfe in einer Kühlfalle mit flüssiger Luft ausgefroren. Um die Entgasung der Kohle möglichst weit zu treiben, wurde diese ausgeglüht. Hierzu diente der Speisestrom des Mikrophons, der auf das ca. 40fache des normalen Wertes gesteigert wurde. Dabei geriet der gesamte Kohlegrieß in Rotglut, was auf eine Temperatur von ca. 800° C schließen läßt; an den Kontaktstellen selbst dürften dabei wesentlich höhere Temperaturen herrschen. Es wurde dreimal während etwa 10 Minuten ausgeheizt und anschließend die Empfindlichkeit des Mikrophons bei veränderlicher Frequenz gemessen. Vergleicht man diese Werte mit den Messungen unter Atmosphärendruck, so findet man, daß das Mikrophon auch im Vakuum noch voll empfindlich geblieben ist. Die Meßpunkte eines Kohlemikrophones sind bekanntlich sehr schlecht reproduzierbar; doch streuen die Messungen im Vakuum in der gleichen Weise um dieselben Mittelwerte wie die unter Atmosphärendruck. Eine scheinbare Erhöhung der Empfindlichkeit im Vakuum bei höheren Frequenzen konnte aus dem Fortfall der Luftdämpfung erklärt werden.

Nach den Erfahrungen der physikalischen Chemie sind die angeführten Versuchsbedingungen hinreichend, um selbst stark adsorbierende Stoffe wie Kohle zu entgasen. Es folgt also, daß die Rohmannhaut am Zustandekommen des Mikrophoneffektes nicht beteiligt ist. Der Vorteil der Kohle gegenüber andern Leitern liegt also nicht in ihrer großen Adsorptionsfähigkeit, sondern nur in ihrem hohen Schmelzpunkt (die Kontakte verschweißen nicht so leicht) und in der Tatsache, daß ihr Oxyd gasförmig ist. Weitere Versuche des Verfassers bestätigten nämlich, daß sich auch Edelmetalle wie Silber zum Bau eines Kontaktmikrophones prinzipiell eignen, daß aber unedle Metalle derart mit ihrem festen Oxyd bedeckt sind, daß die losen Kontakte geradezu isolierend wirken. Der oben beschriebene Versuch schließt ja das Vorhandensein der Rohmannhaut unter Atmosphärendruck nicht aus; man kann sich aber vorstellen, daß sie an den Kontaktstellen weggedrückt oder durchlocht wird. Diese Vermutung sprach schon Holm aus[1]), wie überhaupt die Kontakttheorie Holms, welche dieser entwickelt und zusammengestellt hat[2]), mit den Beobachtungen des Verfassers in Einklang zu bringen ist.

[1]) s. Anm. 2, S. 254 dieser Arbeit.

[2]) R. Holm, Über metallische Kontaktwiderstände, Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 7 (1929) S. 217.

(Eingegangen am 10. Mai 1937.)

Oszillographische Untersuchungen von Einschwingvorgängen bei Lautsprechern

Von Johann-Georg Helmbold

Mitteilung aus dem Institut für Schwingungsforschung an der Technischen Hochschule zu Berlin

Mit 8 Abbildungen

Einschwingvorgänge von Übertragungsanlagen für Musik und Sprache sind mehrfach teils experimentell, teils theoretisch untersucht worden.

Mc. Lachlan und G. A. V. Sowter[1]) haben das getan, indem sie Knackimpulse auf Lautsprecher gaben. Die Impulse wurden mit Mikrophon und Oszillograph aufgenommen. Die Oszillogramme zeigten die angestoßenen Resonanzfrequenzen, von denen die tiefste auf die elastische Membraneinspannung und die höheren auf Membranresonanzen zurückzuführen sind. Bei Trichterlautsprechern traten außerdem Resonanzen des Trichters in Erscheinung.

In seiner grundlegenden Arbeit über die Bedeutung der Ausgleichsvorgänge in der Akustik hat Backhaus[2]) unter anderem Oszillogramme von auf Lautsprecher geschalteten Rechteckimpulsen gezeigt. An Stelle des abgestrahlten Schalles wurde unmittelbar die mechanische Schwingung der Membran mit Hilfe einer kapazitiven Abtastvorrichtung gemessen. Backhaus weist besonders auf die angestoßene Grundresonanz hin, die bei Anregung mit hohen Frequenzen stark hervortritt. Er kommt durch die Untersuchung von Musik und Sprache zu dem Ergebnis, daß die Zeitkonstante des Ausgleichsvorganges bei Lautsprechern kleiner als 1 ms sein müßte, wenn keine wesentlichen Verzerrungen der Klangbilder eintreten sollten.

Neumann[1]) hat Ausgleichsvorgänge bei Lautsprechern in Abhängigkeit von der Dämpfung durch das Magnetfeld untersucht. Er findet, daß die wesentlichen Ausgleichsvorgänge sich in der Grundresonanzfrequenz abspielen. Durch Verwendung starker Magnetfelder bis zu 20000 Gauß wird die Grundresonanzfrequenz viel stärker gedämpft, als es bei schwächeren Feldern der Fall ist, und damit der Ausgleichsvorgang verkleinert.

Während Backhaus von den Ausgleichsvorgängen der Musik und der Sprache ausging, untersuchten Bürk, Kotowski und Lichte[2]) die Fähigkeit des Ohres, einen mit einer gewissen Zeitkonstanten sich vollziehenden Einschwingvorgang von einem anderen mit der Zeitkonstanten $T = O$ vor sich gehenden zu unterscheiden. Es ergab sich, daß man erst von einem Grenzwert der Zeitkonstanten an einen Unterschied bemerkt. Dieser Grenzwert ist von der Frequenz abhängig und außerdem bei verschiedenen Menschen verschieden groß. Wenn die Zeitkonstante eines Übertragungssystems unter dieser Grenze liegt, empfindet das Ohr einen mit $T = O$ geschalteten Impuls als solchen.

In den Rahmen dieser Arbeiten gehört ferner die Veröffentlichung über die Hallwirkung

[1]) McLachlan and G. A. V. Sowter, The Theory and Performance of certain Types of Modern Acoustic Apparatus for Producing Speech and Music, Philos. Mag. 7 (1931), Nr. 68, S. 1—51.

[2]) Backhaus, Über die Bedeutung der Ausgleichsvorgänge in der Akustik, Z. techn. Physik 13 (1932), S. 31.

[1]) Neumann, Einschwing- und Ausschwingvorgänge bei Lautsprechern mit starken Magnetfeldern, Z. techn. Physik 12 (1931), S. 627.

[2]) Bürk, Kotowski und Lichte, Höruntersuchungen von Einschwingvorgängen, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 1.

von Räumen[1]). Denn die dort gegebenen Erklärungen über den Zusammenhang zwischen Frequenzgang der untersuchten Systeme und den auftretenden Ausgleichsvorgängen gelten auch für Lautsprecher.

Bisher sind also nur allgemeine Untersuchungen der Ausgleichsvorgänge ohne Zahlenangaben für den gesamten Frequenzbereich veröffentlicht worden. In der vorliegenden Arbeit werden auf Anregung von Prof. D. E. Meyer die Einschwingvorgänge von Frequenz zu Frequenz genauer untersucht.

Die Lautsprecher hatten bei der Untersuchung eine Schallwand, die in ein Fenster eingepaßt, d. h. praktisch unendlich groß war. Im Freien, in der Lautsprecherachse befand sich das Mikrophon, ein Kristall- oder ein dynamisches Mikrophon. Der Einschwingvorgang wurde auf einem Braunschen Rohr sichtbar gemacht und photographiert.

Die sich ergebenden Beziehungen zwischen Frequenzkurve des Lautsprechers und der Form der Einschwingvorgänge lassen folgende Einteilung als geeignet erscheinen:

Einschwingvorgänge von Tönen mit Frequenzen

1. in näherer Umgebung von Resonanzstellen;
2. in weiterer Entfernung von Resonanzstellen;

bei

a) linear arbeitenden Lautsprechern;
b) nichtlinear arbeitenden Lautsprechern.

Im ersten Fall strahlt der Lautsprecher während des Einschwingens die geschaltete Frequenz oder nahezu die geschaltete Frequenz ab. Es bestehen im wesentlichen nur Unterschiede der Hüllkurven je nach der Lage des geschalteten Tones im Maximum, im Minimum oder an einem Flankenpunkt. Abb. 1 zeigt schematisch die Hüllkurven-Formen, Abb. 2 Beispiele von wirklichen Aufnahmen. Das Ergebnis deckt sich mit den allgemeinen bei Systemen mit mehreren Resonanzstellen gemachten Feststellungen. Eine anschauliche Erklärung für die unterschiedlichen Hüllkurvenformen wurde in den oben angegebenen Arbeiten von Bürk, Kotowski und Lichte gegeben. Die Hüllkurve eines plötzlich geschalteten Wechselstromes ist darstellbar durch ein ganzes Frequenzband. Durch dieses Band werden die Resonanzfrequenzen besonders stark erregt

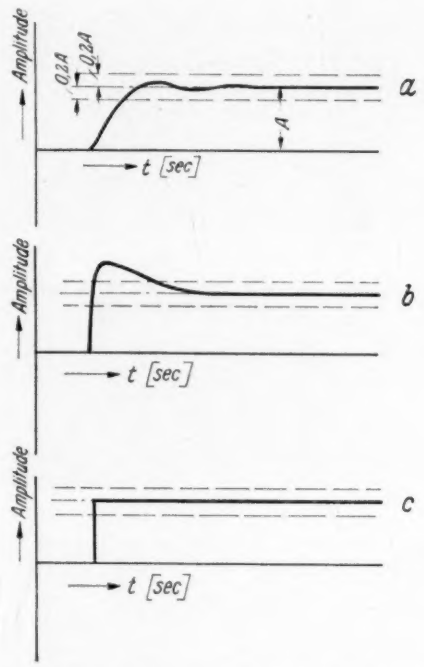

Abb. 1. Schematische Darstellung von Einschwingvorgängen:

a) Schaltfrequenz im Maximum,
b) Schaltfrequenz im Minimum,
c) Schaltfrequenz an einem bestimmten Flankenpunkt der Frequenzkurve

und klingen entsprechend den zugehörigen Dekrementen ab. Ihre Amplituden sind proportional der Größe der geschalteten Wechselspannung und umgekehrt proportional dem Frequenzabstand von der geschalteten Frequenz und der Dämpfung. Fällt die Schaltfrequenz auf eine Resonanzstelle, so treten die Seitenbänder wenig in Erscheinung, weil sie in ihrem wesentlichen Teil im Minimum der Frequenzkurve liegen; bei einem im Minimum geschalteten Ton treten die Seitenbänder stärker hervor, als der Rechteckkurve entspricht, weil die seitlich der Schaltfrequenz liegenden

[1]) Bürk, Kotowski und Lichte, Über die Hallwirkung von Räumen und ihre Messung, Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), S. 268.

Resonanztöne wegen ihres kleineren Abstandes vom geschalteten Ton stärker erregt werden, und der geschaltete Ton selbst mit geringer Energie abgestrahlt wird. Im ersten Fall nähert sich die Hüllkurve einer reinen Exponentialkurve und das um so mehr, je weiter andere Resonanzfrequenzen von dem geschalteten Ton entfernt sind und je größer ihre Dämpfung ist. Im zweiten Fall tritt eine Überhöhung auf, die mit merklichen Schwebungen zwischen dem geschalteten Ton und den Resonanztönen nach einem Exponentialgesetz in die Daueramplitude übergeht.

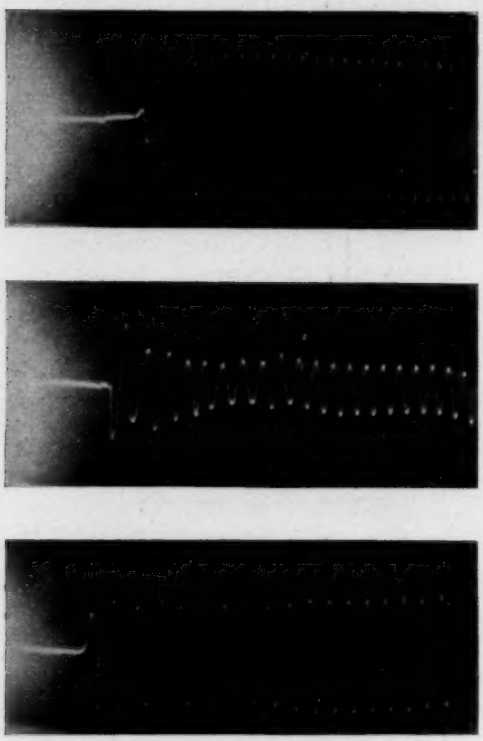

Abb. 2. Beispiel von Einschwingvorgängen für einen dynamischen Konuslautsprecher:
a) 3200 Hz Maximum,
b) 1800 Hz Minimum,
c) 2250 Hz Flankenpunkt

Wird ein Ton an einem Flankenpunkt geschaltet, so wird das eine Seitenband verstärkt und das andere geschwächt. Es findet ein Ausgleich statt, so daß die Hüllkurve sich der Rechteckform nähert. Der Klang des Ausgleichsvorganges ist allerdings ein anderer als der bei einer glatten Frequenzkurve auftretende, weil ein Seitenband bevorzugt ist.

Um die Hüllkurven einfach auswerten zu können, wird der Einschwingvorgang als praktisch beendet betrachtet, sobald die Amplitude in den Bereich $\pm 20\%$ des stationären Wertes eingeschwungen ist. Dabei gibt es, wie eben ausgeführt, zwei Möglichkeiten. Entweder nähert sich die Hüllkurve der stationären Geraden, ohne über den oberen Grenzwert hinausgegangen zu sein. Der Einschwingvorgang soll dann mit einem positiven Vorzeichen gewertet werden, und die Einschwingzeit werde in positiver Ordinatenrichtung aufgetragen. Oder die Hüllkurve geht erst über den oberen Grenzwert hinaus und schwingt dann in den Bereich $\pm 20\%$ ein. In diesem Falle werde der Vorgang mit negativem Vorzeichen gewertet und seine Zeit entsprechend in negativer Richtung aufgetragen.

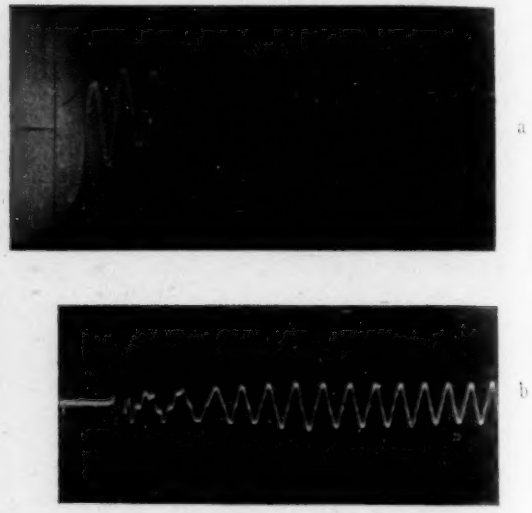

Abb. 3
a) Einschwingvorgänge eines Freischwingers 1200 Hz
b) und eines Trichter-Hochtonlautsprechers 1750 Hz

Befindet sich die geschaltete Frequenz in weiterer Entfernung von Lautsprecherresonanzen, so ist der Unterschied zwischen ihr und einer angestoßenen Resonanzfrequenz so groß, daß zwei klar getrennte Frequenzen ohne merkliche Schwebungen auftreten (Abb. 3).

In solchen Fällen ist die Amplitude der Resonanzfrequenz in v. H. der stationären Amplitude der geschalteten Frequenz angegeben (Kurve c). Bei nichtlinear arbeitenden Systemen entstehen besonders starke Einschwingvorgänge für die Obertöne der geschalteten Frequenz, die nach einem anderen Gesetz als

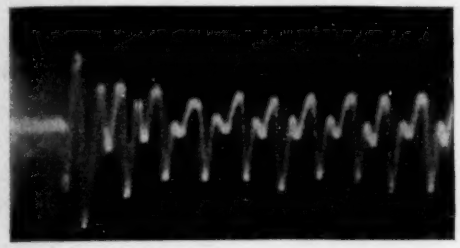

Abb. 4. Einschwingvorgang eines magnetischen Freischwingers für 120 Hz

dem des Grundtones verlaufen. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 4 gegeben.

Als Beispiele für verschiedene Lautsprechertypen sind ein magnetischer Freischwinger, ein dynamischer Konuslautsprecher, ein dynamischer Trichterlautsprecher und ein dynamischer Hochtonlautsprecher gewählt worden. In den folgenden Abb. 5—8 bedeuten die Kurven a jedesmal die Frequenzkurven der Lautsprecher (Ordinate ist der Schalldruck), die Kurven b die gemessenen Einschwingzeiten in Perioden.

Bei dem magnetischen Freischwinger Abb. 5 tritt in dem Bereich unter 180 Hz die Nichtlinearität besonders deutlich in Erscheinung. Dadurch ist auch der Knick in der Kurve der Einschwingzeiten zu erklären. Im übrigen nimmt die Kurve der Einschwingzeiten einen ähnlichen Verlauf wie die Frequenzkurve. Die angestoßene Hauptresonanz, deren Anfangsamplitude durch die Kurve c gegeben ist, schwingt mit der Zeitkonstanten $T = 6$ ms aus. Sie tritt in dem Bereich unter 180 Hz (Nichtlinearität) und über 1000 Hz stark auf.

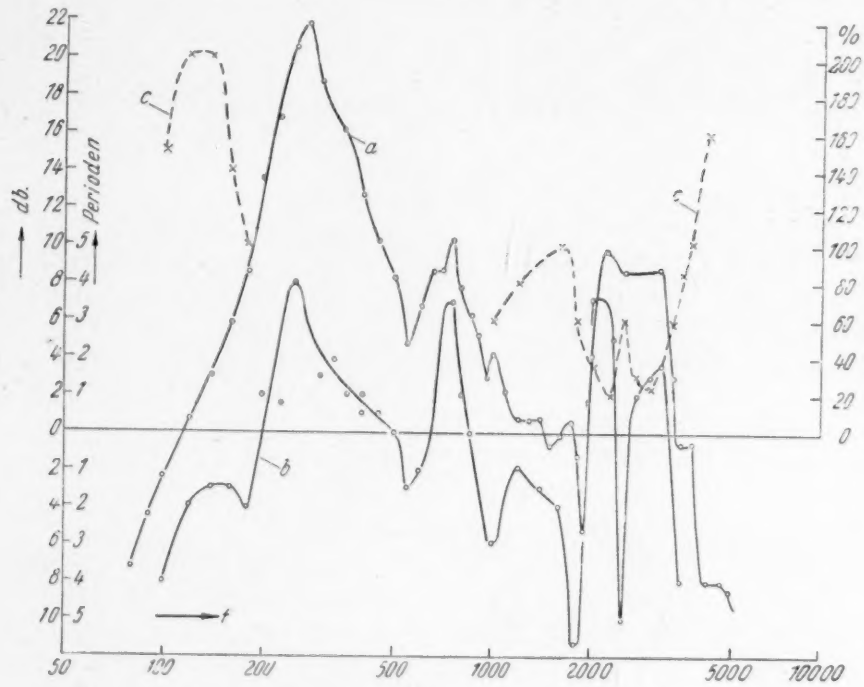

Abb. 5. Magnetischer Freischwinger
a) Schalldruck, b) Einschwingzeit, c) Amplitude der angestoßenen Grundresonanz in % der stat. Amplitude

Bei dem dynamischen Konuslautsprecher Abb. 6 ist erst oberhalb von 6000 Hz die geschaltete Frequenz mit einer Resonanzfrequenz von 3000 Hz merklich überlagert; sie klingt mit einer Zeitkonstanten $T = 0{,}25$ ms ab. Die

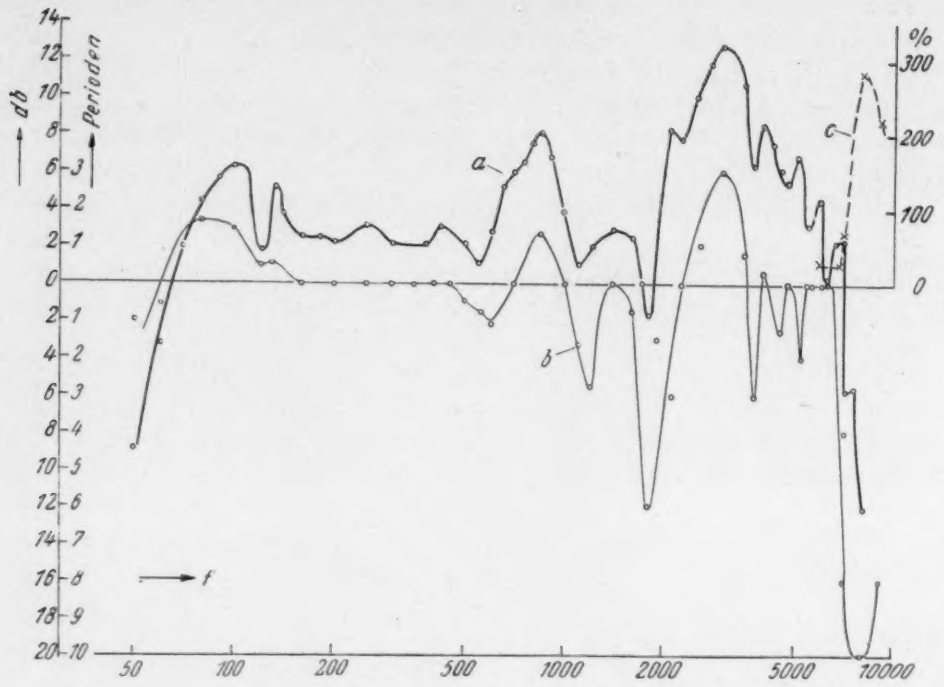

Abb. 6. Dynamischer Konuslautsprecher

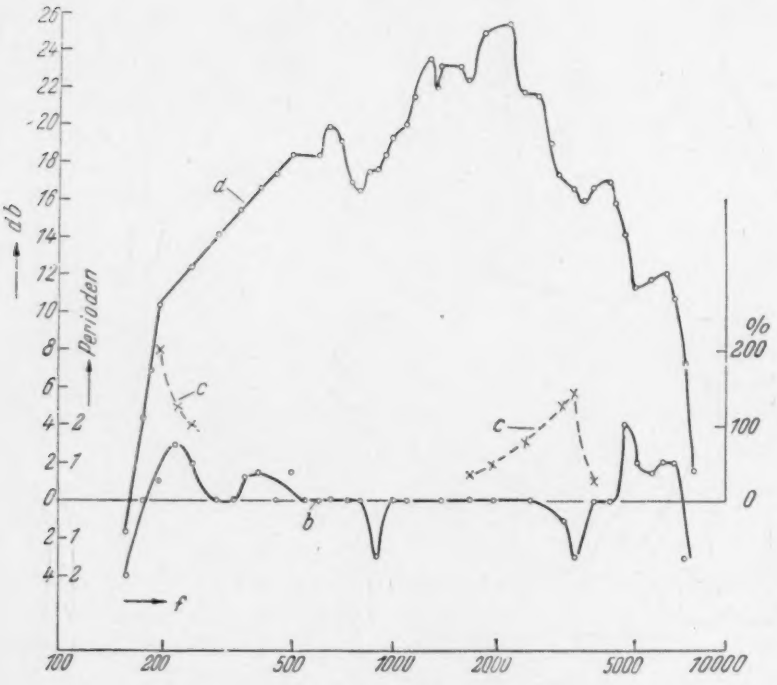

Abb. 7. Dynamischer Trichterlautsprecher

tiefste Resonanz von 100 Hz überlagert an keiner Stelle irgendwelche geschaltete Frequenzen. Die Kurven der Einschwingzeiten und der Frequenzgang des Schalldruckes sind im vorliegenden Falle sehr ähnlich.

Der Trichterlautsprecher Abb. 7 hat besonders kleine Einschwingvorgänge. Das ist bedingt durch die kleinere Membranmasse und die von der Drucktransformation herrührende Erhöhung des Strahlungswiderstandes. Unter 250 Hz und im Bereich von 1500—4000 Hz wird eine bei 700 Hz liegende Resonanz angestoßen, die mit einer Zeitkonstanten kleiner als als 1 ms ausschwingt.

Der Hochtonlautsprecher Abb. 8 wurde nur in dem Bereich von 1000—10000 Hz untersucht. Außer den von nahen Resonanzen herrührenden positiven und negativen Einschwingvorgängen konnten keine von weit abliegenden Resonanzen herrührenden Überlagerungen festgestellt werden.

Zieht man die von Backhaus auf Grund der Eigenart der Sprache gestellte Forderung heran, nach der die Zeitkonstante kleiner als 1 ms sein soll — und diese Forderung wird man für den Bereich von 1000—10000 Hz mindestens

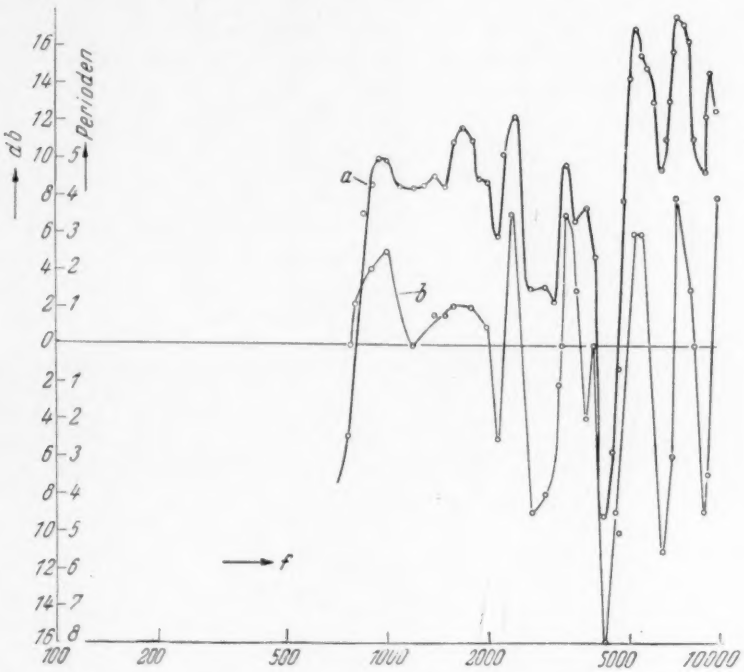

Abb. 8. Hochtonlautsprecher

gelten lassen müssen, so erkennt man, daß die untersuchten Lautsprecher in vielen Punkten nicht den gestellten Anforderungen genügen. Nur der Trichterlautsprecher hat ausgezeichnete kleine Ausgleichsvorgänge. In den zu großen Ausgleichsvorgängen der übrigen Lautsprecher mag z. T. die noch unnatürliche Wiedergabe der Konsonanten begründet sein. Wie zu erwarten, haben die Verläufe von Frequenzkurve und Einschwingzeitkurve eine vollkommene Ähnlichkeit.

(Eingegangen am 13. Mai 1937.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Köste

44.

Deutsches Patent Nr. 647386, patentiert ab 15. 2. 35, ausgegeben am 3. 7. 37

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft in Berlin

Bandförmiger Magnettonträger

Das Magnettonverfahren benutzt entweder ein festes Stahlband oder ein Band aus Isoliermaterial, auf das eine Schicht fein verteilten Eisens mechanisch aufgebracht wird. Das letztere Verfahren hat den Vorteil, daß man sehr kleine Einzelmagnete erhält, zu deren Ummagnetisierung kleine Feldstärken nötig sind, und deren geringe Ausdehnung die Aufzeichnung hoher Frequenzen bei kleiner Bandgeschwindigkeit erlaubt. Ein Nachteil besteht jedoch gegenüber dem Stahlbandverfahren in der ungleichmäßigen Dicke der aufgeklebten Schicht. Die Vorteile beider Verfahren sollen nun folgendermaßen vereinigt werden.

Ein durch Graphit leitend gemachter Papierstreifen wird mit einer fettigen Substanz rasterförmig bedruckt und dann elektrolytisch mit Eisen überzogen. Nur an den fettfreien Stellen schlägt sich das Eisen nieder, so daß man eine glatte Oberfläche erhält, die durch das Raster in Einzelelemente aufgeteilt ist.

45.

Deutsches Patent Nr. 647469, patentiert ab 5. 1. 1930, ausgegeben am 5. 7. 1937

Albert Alexander Arnhym in Chikago, VStA., und William Sparks in Jackson, Mich., VStA.

Verfahren zur Fernübertragung von natürlichen Vorgängen mit begleitenden akustischen Darbietungen auf einer Welle

Um eine besondere Übertragung des Tones bei Bild und Tonsendung zu sparen, wird vorgeschlagen, in irgendeine Ecke des zu übertragenden Bildes eine Lampe zu stellen, deren Helligkeit im Rhythmus des Tones gesteuert wird. Durch die Übertragung des Bildes wird auch die Lampe, die ja einen Teil des Bildes darstellt, dem Bildempfänger mit den ihr aufgedrückten Helligkeitsschwankungen zugeleitet. Bringt man eine Photozelle vor die betreffende Stelle des Bildes, so kann man die Helligkeitsschwankungen der Lampe wieder in Tonschwankungen umsetzen.

46.

Deutsches Patent Nr. 648049, patentiert ab 15. 6. 934, ausgegeben am 20. 6. 1937

Siemens und Halske AG. in Berlin

Verfahren zur Messung von nichtlinearen Verzerrungen

Zur Messung nichtlinearer Verzerrungen ist es bekannt, auf das zu prüfende Gerät ein Tonpaar (a, b) mit konstantem Frequenzband zu geben, das den zu prüfenden Frequenzbereich durchläuft. Besitzt die Kennlinie des Gerätes quadratische Anteile, so entsteht der Differenzton a—b, der hinter einer Siebkette gemessen werden kann.

Es wird nun vorgeschlagen, den Frequenzabstand von a und b während des Durchlaufs so zu ändern, daß die Frequenz höherer Kombinationstöne konstant bleibt. Durch geeignete Änderung der Zunahme der Differenz zwischen a und b ist es dann möglich, auch die Kombinationstöne höherer Ordnung 2a—b usw. zu messen.

47.

Deutsches Patent Nr. 648524, patentiert ab 1. 10. 1935, ausgegeben am 3. 8. 1937

Walter Pitzelbacher, Paul Kohler und Bavaria Film AG. in München

Den Johnson-Rahbeck-Effekt ausnutzendes Tonaufzeichnungsgerät

Das Patent schützt den grundsätzlichen Aufbau eines Tonaufzeichnungsgerätes unter Benutzung des Johnson-Rahbeck-Effektes. Hierzu wird, wie in Abb. 1 dargestellt, an der Kante *k* eines festen, gut leitenden Körpers *a* ein Halbleiter *b* drehbar befestigt. Durch eine beliebig elastische Kraft wird der Halbleiter so gehalten, daß er mit dem Leiter den spitzen Winkel φ bildet. Leiter und Halbleiter werden nun in Reihe geschaltet, so daß die Niederfrequenz über das Gelenk von *b* nach *a* fließt.

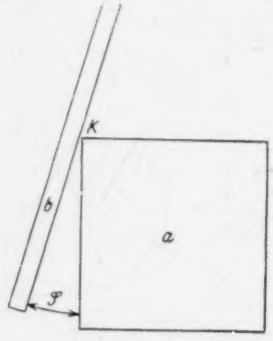

Abb. 1. Tonaufzeichnungsgerät

48.

Deutsches Patent Nr. 648838, patentiert ab 31. 10. 1935, ausgegeben am 11. 8. 1937

Klangfilm GmbH. in Berlin

Verfahren zur Verminderung des Donnereffektes bei der Wiedergabe von Tonfilmen

Die Aufzeichnung von hohen Frequenzen auf Film bietet bei gegebener Filmgeschwindigkeit Schwierigkeiten, da die Grenze zwischen belichteten und unbelichteten Stellen, sei es wegen der

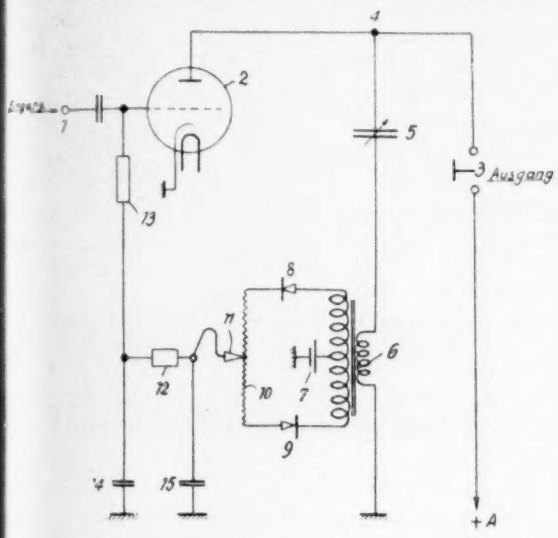

Abb. 2

Korngröße oder wegen einer bei der Entwicklung auftretenden Verwaschung, schließlich nicht mehr scharf ist. Eine solche Verwaschung der Tonspur bewirkt aber eine Änderung des Gleichlichtstromes. Schwankt jetzt die Amplitude der hohen Frequenz oder ändert sich ihre Frequenz, so wird der Gleichstrom mit der Schwankungsfrequenz moduliert, die als sog. Donner wiedergegeben wird.

Dieser Effekt soll nach dem Patent folgendermaßen vermindert werden. Der abgetastete Wechselstrom wird einem Verstärker Abb. 2 zugeleitet, in dessen Anodenkreis sich ein frequenzabhängiger Widerstand (5) befindet, der klein für hohe Frequenzen ist. Der Teilstrom über (5) wird gleichgerichtet und dem Gitter wieder zugeführt. Diese Gleichspannung, die mit wachsender Frequenz und mit wachsender Amplitude des Photozellenstromes zunimmt, kompensiert den den Donnereffekt hervorrufenden Gleichstrom.

49.

Deutsches Patent Nr. 649093, patentiert ab 9. 1. 1936, ausgegeben am 14. 8. 1937

Deutsche Grammophon AG. in Berlin

Vorrichtung zum optisch-elektrischen Abtasten von Schallrillen

Das Patent schützt eine Vorrichtung, die zur Abtastung von Schallrillen wie von Filmen geeignet ist (Abb. 3 u. 4). Das Licht der Lichtquelle *b* fällt auf den Spiegel *d* und trifft von da auf die Photozelle *e*. Der in eine Membran eingelötete Nadelhalter *i* trägt oben eine abgeschrägte Fläche *m*, die den Lichtstrom von *d* nach *e* durch den Spalt *n* (Abb. 4) steuert. Der ganze Nadelhalter *f* kann im Bilde von vorn nach hinten verschoben werden, so daß ein in der Ebene *O* befindlicher Film abgetastet werden kann.

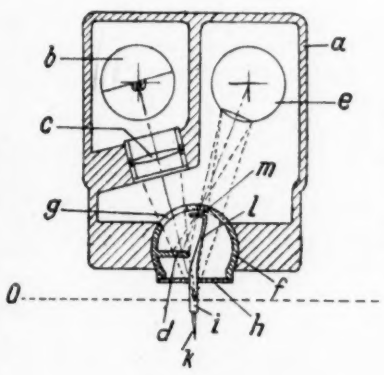

Abb. 3

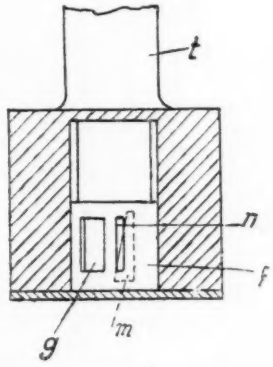

Abb. 4

Elektro-optische Schalldose

SCHRIFTTUM

H. LAUFFER, **Die Schallabsorption schwingungsfähiger Platten.** Hochfr. und Elektroakust. 49 (1937), 9—20.

Gegenstand der Arbeit ist, die schallabsorbierende Wirkung schwingungsfähiger Platten, über die im Gegensatz zu den porösen Schallschluckern noch wenig bekannt ist, experimentell zu klären.

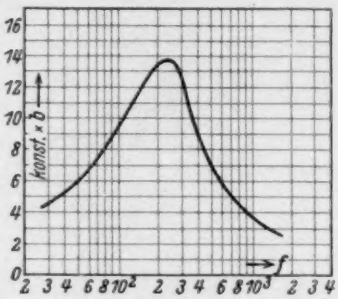

Abb. 1. Schnelle einer harten Papp-Platte mit 5 cm Luftpolster

Zu diesem Zweck wird ihre Geschwindigkeitsamplitude in einem Frequenzbereich von ca. 50 bis 3000 Hz mit einem dynamischen Tonabnehmer abgetastet und von einem Röhrenvoltmeter aufgezeichnet. Die Platten sind hierzu im Abstand weniger Zentimeter parallel zu der Wand auf Holzrahmen aufgenagelt. Da die aufgezeichneten Kurven den Charakter von Resonanzkurven haben, läßt sich folgern, wird durch Messung der Ausschwingzeit an der Resonanz bestimmt.

Die Schallabsorption wird nach dem Nachhallverfahren im Hallraum unter Berücksichtigung besonderer Vorsichtsmaßregeln in einem Bereich von 100 bis etwa 3000 Hz gemessen. Es ergeben sich Absorptionskurven, die in ihrer Form mit denen der Geschwindigkeitskurve übereinstimmen, bis auf das Gebiet oberhalb etwa 600 Hz. Hier erfolgt ein zweiter Anstieg der Absorption, der durch den Strömungswiderstand der Platten (poröse Absorption) bedingt ist. Um zu zeigen, daß die Absorption bei tiefen Frequenzen tatsächlich durch Schwingung erfolgt, werden die Platten auf den Boden genagelt. Die Absorption bei tiefen Frequenzen ist dann praktisch gleich Null. Durch kleine Luftabstände und dünne Platten kann man auch über 1000 Hz noch eine erhebliche Absorption durch Schwingung feststellen. Die Höhe der Absorption ist nahezu unabhängig von der Plattengröße; jedenfalls weisen Plattenstücke von 1 m² und 0,16 m² Fläche keine Unterschiede in der Absorption auf. An der Resonanzstelle läßt sich die Größe der Absorption außerdem aus der Dämpfung des Schwingungssystems berechnen. Beide Wertegruppen stimmen gut überein.

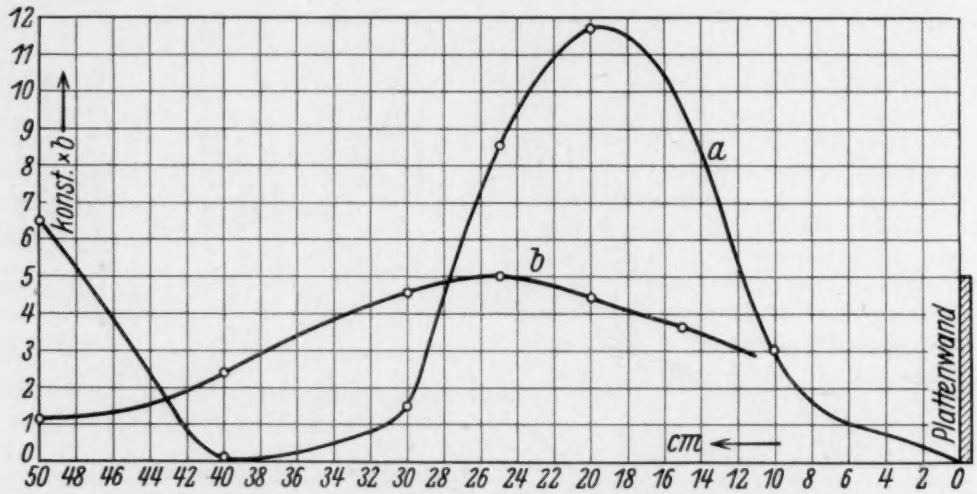

Abb. 2. Horizontale Komponente der Schnelle im Luftraum an der Resonanzstelle
a) Luftraum leer, b) Luftraum an zwei Seiten gedämpft

daß die Platten in dieser Anordnung angenähert wie Systeme mit getrennter Masse (Platte) und Elastizität (Luftraum hinter der Platte) schwingen. Die Lage des Schwingungsmaximums läßt sich dann auch rechnerisch bestimmen und liefert verhältnismäßig gute Übereinstimmung mit dem Experiment Abb. 1. Die Dämpfung bzw. Reibung der schwingenden Platte

Die Absorption einer solchen Anordnung läßt sich wesentlich erhöhen, wenn man den Luftraum hinter der Platte ganz oder teilweise mit porösen Stoffen vollfüllt. Abb. 3. Ein Ausfüllen der Ränder des Luftraumes mit porösen Stoffen hat dieselbe Wirkung auf die Absorption wie das Ausfüllen der Ränder des Luftraumes bei Mehrfachwänden auf die Schalldämmung, die

E. MEYER untersucht hat. Man erreicht durch das Ausfüllen Steigerungen der Absorption von 35% auf 80%. Um den Einfluß dieser porösen Stoffe zu klären, wird bei einer Platte, die in bekannter Weise auf den Holzrahmen aufgenagelt und auf dem Fußboden aufgebaut ist, das Schallfeld im Luftraum hinter der Platte mit einem Geschwindigkeitsempfänger (Bändchenmikrophon) ausgemessen. Außer der Tatsache, daß in horizontaler und senkrechter Richtung stehende

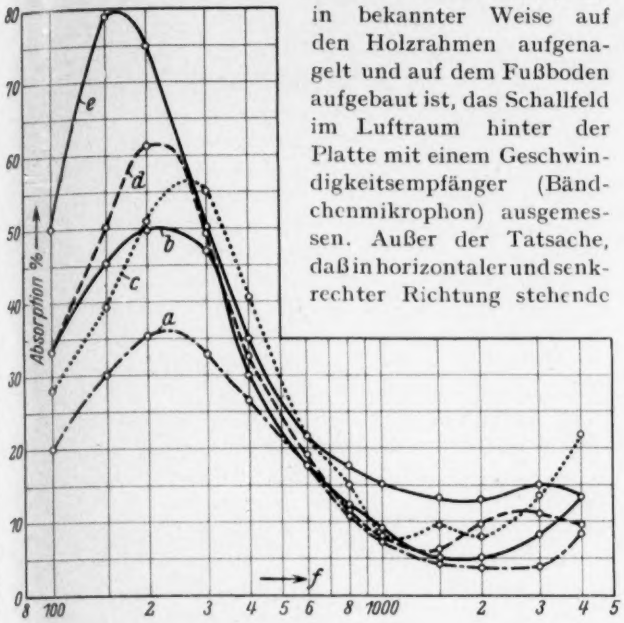

Abb. 3. Schallschluckung von Sperrholzplatten 3 mm stark auf 5 cm Luftpolster

a) Luftraum leer, b) Luftraum an den 4 Seiten mit einer 7 cm starken Watteschicht belegt, c) Boden des Luftraumes mit 1 cm starken Filz belegt, d) Luftraum an 2 Seiten mit einer 15 cm starken Watteschicht belegt, e) Luftraum ganz mit Watte gefüllt

Wellen existieren, ergibt sich, daß neben der senkrechten Komponente der Geschwindigkeitsamplitude vor allen Dingen die horizontale Komponente stark durch die porösen Stoffe gedämpft wird. Damit erklärt sich die starke Erhöhung der Absorption. Abb. 2.

Durchlöcherte Platten (Verhältnis von durchlöcherter zu gesamter Fläche 0,116) absorbieren in derselben Anordnung nicht mehr durch Schwingung; man erhält dann bei Frequenzen, deren $\lambda/4$ oder ungrades Vielfaches von $\lambda/4$ mit dem Abstand der Platten von der Wand übereinstimmt, Stellen maximaler Absorption, die jedoch durch Reibung an den Rändern der Löcher (poröse Absorption) zu erklären ist. Die Versuche wurden bei der Reichs-Rundfunkgesellschaft mit den Meßeinrichtungen des akustischen Laboratoriums (DR. v. BRAUNMÜHL) durchgeführt.

H. LAUFFER

S. PARTHASARATHY, **The Visibility of ultrasonic Waves in Liquids.** Proc. Ind. Acad. Sci. IV (1936), S. 555—561.

Der Verf. beobachtet durch ein Mikroskop ein stehendes Ultraschallfeld von 7164 Khz in mehreren Flüssigkeiten. Das Mikroskop kann parallel zum durchfallenden Licht hin und her bewegt werden. Auf einer Skala lassen sich die Entfernungen vom Flüssigkeitstrog bis auf ein $^1/_{10}$ mm genau bestimmen. Nach dem Einschalten des Piezoquarzes wird das Mikroskop in die Nähe des Flüssigkeitstroges gebracht und auf das Schallwellengitter eingestellt. Es wird dann soweit zurückbewegt, bis man nur ein konstantes intensives Gitter sieht. Beim weiteren Entfernen erscheint die Musterung wieder, aber mit der doppelten Anzahl der Streifen. Eine weitere kleine Verschiebung erzeugt ein Bild mit zwei Streifen zwischen dem ursprünglichen Muster und drei Streifen bei einer noch etwas größeren Entfernung. Nach einer weiteren Verschiebung erscheint das ursprüngliche Gitter wieder. Wenn man den Abstand zwischen der ersten Stellung und ihrer Wiederholung d nennt, dann erscheint der Wechsel in der Anzahl der Streifen bei $^1/_2\,d$, $^2/_3\,d$ und $^3/_4\,d$. Diese Ergebnisse sind bisher ungeklärt. Für *m*-Xylol bei 7164 Khz ist $d = 31{,}1$ mm. Nach der Theorie von NATH (Proc. Ind. Acad. Sci. 4,27, 1936) ist $d = \lambda_1^2/2\lambda_2$, dabei ist λ_1 die Wellenlänge des Ultraschalles und λ_2 die des monochromatischen Lichtes. Da man λ_2, d und die Frequenz des Ultraschalles kennt, kann man auf diese Weise sehr einfach die Geschwindigkeit der Ultraschallwelle in Flüssigkeiten bestimmen. Der Verf. hat sie in 4 organischen Flüssigkeiten gemessen und gute Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen gefunden. Weiterhin beobachtet der Verf. daß das Gitter mit abnehmender Intensität unscharf wird und schließlich verschwindet. Wenn das Licht die Flüssigkeit nicht parallel zur Mikroskopachse durchsetzt, verwischen sich die Streifen. Bei Xylol verschwinden sie oberhalb 1°14′. Mit einer Schlierenmethode wird festgestellt, daß sich die Form des Schallfeldes merklich mit der Intensität ändert. Es konvergiert und wird diffus bei steigender Ultraschallintensität. In einem Anhang bringt NATH eine einfache Methode zur Ableitung der periodischen Sichtbarmachung von Ultraschallfeldern. SÖRENSEN

E. H. BEDELL, **Some Data on a Room Designed for Free Field Measurements.** J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 118—125.

Gedämpfte Räume haben den Zweck, im Laboratorium die Voraussetzungen für ein freies, von Wandrückwürfen ungestörtes Schallfeld zu schaffen. Der Verfasser hat in einem neuerbauten Raum der Bell Telephone Laboratories Untersuchungen angestellt, wie weit diese Voraussetzungen erfüllt werden konnten.

Der unbekleidete Raum hat eine Größe von 6,80 m × 5,50 m × 3,70 m. Er wurde mit 16 wandparallelen Lagen von Flanell und Musseline bekleidet. Der Abstand der einzelnen Stoffbahnen voneinander ist verschieden und schwankt zwischen

1,5 und 9 cm, so daß die Gesamtstärke der Wandbekleidung 60 cm beträgt. Die Wahl des Stoffes und seine Anordnung erfolgte auf Grund von Messungen im KUNDTschen Rohr (senkrechter Schalleinfall), die oberhalb von 100 Hz einen Schluckgrad von 97—99,5 % ergeben hatten. Unter 100 Hz fällt der Schluckgrad ab (auf etwa 66 % bei 80 Hz).

Zur Untersuchung der Schallschluckung im fertigen Raum fand ein Lautsprecher mit möglichst kugelförmiger Schallabstrahlung Verwendung, dessen Schallfeld mit einem Geschwindigkeitsempfänger abgetastet wurde. Die verstärkte Mikrophonausgangsspannung wurde mit einem logarithmischen Pegelschreiber aufgezeichnet. Die ausgeprägte Richtwirkung des Mikrophons erlaubte dabei eine Trennung des direkten vom reflektierten Schallanteil. Aus dem Verhältnis beider wurde die Schallschluckung berechnet. Die Werte stimmen mit Ausnahme der tiefen Frequenzen recht gut mit den im KUNDTschen Rohr erhaltenen überein. Unter 100 Hz ist die Messung sehr ungenau, da hier die Rückwürfe infolge zu geringer Schallschluckung der Wände zu stark sind, und eine einwandfreie Messung des direkten Schalles nicht mehr zulassen.

Der Verfasser untersuchte weiterhin den Abfall des Schalldruckes mit zunehmendem Mikrophonabstand. Trotz des hohen Schluckgrades ergaben sich starke Interferenzen. Sie kommen dadurch zustande, daß ein Energierückwurf von 2%, infolge des quadratischen Zusammenhanges von Druck und Energie, gleichbedeutend ist mit einer Druckreflexion von 14%. Außerdem werden bei großem Mikrophonabstand die Wegunterschiede der einzelnen Schallanteile immer geringer, so daß der direkte Schall nur wenig größer ist als die 6 möglichen primären Rückwürfe zusammen. Der eiserne Bodenrost hatte in dem gemessenen Bereich von 75—4000 Hz keinen merklichen Einfluß auf das Ergebnis. Abgesehen von den starken Interferenzschwankungen fällt der Schalldruck aber auch mit der Entfernung stärker ab, als dem Gesetz der freien Schallausbreitung entsprechen würde. Dies tritt besonders für die tiefen Frequenzen ein und wird auch für 4000 Hz merklich, wenn man längs einer Wandparallelen von 15 cm Abstand mißt. Es bedeutet, daß die Schallschlucker die Schallausbreitung parallel zu ihrer Oberfläche auch noch in einigem Abstand stören.

Abschließend kommt der Verfasser zu dem Ergebnis, daß zur Herstellung eines freien Schallfeldes im gedämpften Raum die Schallschluckung sehr hoch sein muß, um die Interferenzen zu vermeiden, daß aber auch die Abmessungen des Raumes groß sein müssen, um bei tiefen Frequenzen aus dem Störbereich der Wandbekleidung zu kommen. Umgehen läßt sich diese Schwierigkeit z. T. durch geringen Meßabstand oder gerichtete Schallsender und -empfänger.

G. BUCHMANN

ERNST BÁRÁNY, **Transposition of Speech Sounds** J. Acous. Soc. Am. 8 (1937), S. 217.

Die immer noch nicht endgültig entschiedene Frage, ob der Charakter der Sprachlaute durch die absolute und festliegende Tonhöhe einiger Resonanzgebiete (Formanten) oder durch das Verhältnis der Formantfrequenzen, also durch die zwischen den Formanten bestehenden Intervalle bestimmt ist, läßt sich durch Transponierungsversuche klären. Wenn man solche Versuche ohne wesentliche Verminderung der Verständlichkeit anstellen kann, so müssen zur Kennzeichnung der Sprachlaute die Formant*intervalle* maßgebend sein, da bei der Transponierung diese allein invariant sind. Die hierüber bisher bekannten Untersuchungen wurden meist mit Schallplatten durchgeführt, die man bei der Wiedergabe schneller bzw. langsamer hat laufen lassen als bei der Aufnahme. Der Nachteil dieser Methode liegt — neben dem mit dem Schallaufzeichnungsverfahren notwendigerweise verbundenen Verzerrungen — vor allem darin, daß auch die Geschwindigkeit des Phonationsprozesses geändert wird, wodurch die für die Verständlichkeit besonders wichtigen Konsonanten eine erhebliche Beeinträchtigung erleiden.

Der Verf. (Universität Upsala, Schweden) umgeht diese Schwierigkeit auf elegante, aber nicht ganz ungefährliche Weise dadurch, daß er einen Sprecher Wasserstoff einatmen läßt, an Stelle von Luft. Dann gehen die Eigenfrequenzen der Artikulationshöhlen (Mund, Rachen, Nase) etwa um 1 bis 2 Oktaven in die Höhe, während der zeitliche Ablauf des gesprochenen Textes erhalten bleibt. Um zu verhindern, daß der Sprecher seine Aussprache unbewußt korrigiert, wurde bei einem Teil der Messungen seine Stimme für ihn selbst durch ein starkes Geräusch (dem Kopf über ein Stethoscop zugeleitet) verdeckt. Die von der Wasserstoffatmosphäre gegenüber Luft (100%) verursachte Einbuße an Silbenverständlichkeit ergibt sich im Durchschnitt zu 25%, ist also wesentlich geringer als sich nach den Ergebnissen früherer Messungen erwarten ließ. Die Klangfarbenänderung hat folgende Gründe: 1. Verlagerung der Eigenfrequenz der Resonanzräume, 2. Änderung der Strahlungseigenschaften von Stimmbändern und Mund, 3. Änderung der Dämpfung der Resonanzräume. Schließlich können möglicherweise Verzerrungen durch die Grenzschicht Wasserstoff-Luft hervorgerufen werden.

Um den wirklich vorhandenen Wasserstoffgehalt abzuschätzen, wurde ein Kontrollversuch mit 80% Wasserstoff und 20% Sauerstoff (Knallgas) gemacht, aus dem sich schließen läßt, daß die Konzentration des Wasserstoffes bei den Messungen wesentlich mehr als 80% betragen haben muß.

E. THIENHAUS

Akustisches Schrifttum
in Zeitschriften des Jahres 1936

Bearbeitet von K. Patermann

(Fortsetzung.)

4. Raumakustik und Bauakustik

Raumakustische Probleme. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 27 (1936), Nr. 13, S. 362—363. E. Meyer. Schweiz. Arch. 2 (1936), Nr. 7, S. 167—179.

Resonanz von geschlossenen und offenen Räumen, Straßen und Plätzen. G. Jäger. Akad. Wiss. Wien, Per. 145, 2a, 1—2 (1936), S. 73—93.

Sull' applicazione all'acustica della teoria delle oscillazioni asintotiche di un mezzo continuo. B. Finzi Contini. S.-A. Rend. Lomb. (2) 69 (1936), Nr. 11—15. 8 S.

L'acustica e la teoria delle oscillazioni asintotiche di un mezzo continuo. Le frequenze proprie. Le leggi della riverberazione. B. Finci Contini. Nota II. S.-A. Rend. Lomb. (2) 69 (1936), Nr. 11—15, 19 S.

Die physikalischen Grundlagen der Raumakustik. L. Cremer. Akust. Z. 1 (1936), S. 134—145; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 528—539.

Raumakustik in geometrischer Betrachtung. F. M. Osswald. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 167—169; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 561—563.

Room acoustics for phone amateurs. G. C. Omer. Radio Nov. 1936.

Schallprobleme von Sälen. H. Wäffler. Schweiz. Bauztg. 108 (1936), S. 40—41.

„Sound reinforcing" systems for theatres and outdoor gatherings. H. F. Olsen. Radio Corp. America Rev. 1 (1936), Nr. 1, S. 49—59.

The theory of sound absorption of porous materials, flexible and non-flexible. M. Rettinger. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 53—59.

Method of measuring sound isolation, in particular of impact sound. F. M. Osswald. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 261—264.

Schalldämmessungen in der Praxis und Vorschläge zur Normung des Schallschutzes von Wohnungstrennwänden und Decken. A. Gastell. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 1, S. 24—25.

Die Wirkung gebräuchlicher Dämmstoffe in Leichtwänden gegen Luftschallübertragung. J. S. Cammerer u. W. Dürhammer. Gesundh.-Ing. 59 (1936), Nr. 44, S. 648—652.

Die Berechnung der Schalldämmung von Wänden unter dem Gesichtspunkte akustischer Vierpole. A. Gigle u. G. Sacerdote. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 4/5, S. 229—269.

Schalldurchgang durch Einfachwände und Einfluß des Materials. E. Lübcke. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 2, S. 54—57.

Schallschutz im Wohnhaus. E. Lübcke. Gesundh.-Ing. 59 (1936), Nr. 17, S. 241—242.

Über das Schallschluckvermögen schwingungsfähiger nichtporöser Stoffe. E. Meyer. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 3, S. 95—102.

The effect of an acoustically absorbent lining upon the sound-insulating value of a double partition. J. E. R. Constable. Proc. Physic. Soc. 48 (1936), Nr. 5, S. 690—698.

Vibration of a building partition at audio frequencies. J. E. R. Constable. Proc. Physic. Soc. 48 (1936), S. 914—918, 922—923.

The vibration pattern of a wall transmitting sound. J. E. R. Constable and G. H. Aston. Proc. Physic. Soc. 48 (1936), S. 919—923.

Apparent duration of sound perception and musical optimum reverberation. S. Lifschitz. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 213—221.

Variation of sound absorption with area. V. L. Chrisler. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 67.

Theory of transmission of plane sound waves through multiple partitions. A. L. Kimball. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 222—224.

Neue Methoden zur absoluten Messung der Schallschluckung bei schrägem Einfallswinkel. L. Cremer. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 2, S. 36—47.

Neue Methode zur Nachhallmessung. F. Benz. Radio-Amateur 14 (1936), Nr. 8, S. 439—441; Hochfr. Elektroakust. 48 (1936), Nr. 8, S. 98—99.

Nachhallzeitmeßapparat. A. Gigli u. G. Sacerdote. Alta Frequenza 5 (1936), Nr. 8, S. 516 bis 524. F. Benz. Hochfr. Elektroakust. 48 (1936), Nr. 3, S. 98—99.

Apparatus and technique for reverberation measurements. F. V. Hunt. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 237; 8 (1936), Nr. 1, S. 34—41.

Acoustic considerations in the construction and use of sound stages. D. P. Loye. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 267—283.

Die Ausbildung nachhallarmer Räume. W. Genest GmbH. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 2, S. 94.

The orientation of the natural acoustic vibrations in a room with concentrated absorbents and of anomalous shape. J. Dreisen. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 8, S. 743—753.

Die Hallwirkung von Räumen, ihre Messung und ihre Nachbildung. W. Bürk, P. Kotowski u. H. Lichte. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 8, S. 268—279.

The beginnings of architectural acoustics. P. E. Sabine. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 242—248.

Optical model experiments for studying the acoustics of theatres. R. Vermeulen & J. de Boer. Philips' Techn. Rev. 1 (1936), Nr. 2, S. 46—52.

Recent advances in the acoustical design of motion

picture theatres. S. K. Wolf & C. C. Potwin. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 386—395.

Sur l'étude des sons dans les espaces clos en rapport avec les qualités de leur audition. R. Fleurant. C. R. Acad. Sci., Paris 202 (1936), S. 30—32.

Moderne Verstärkertechnik im Theater. Wacker. Funkschau 1936, Nr. 37, S. 291.

Zur Frage billiger Schalldämpfung in Tonfilmtheatern. Kinotcchn. 18 (1936), Nr. 14, S. 234 bis 235.

Die neuen Studios für den Nachrichtendienst. W. Furrer. Techn. Mitt. schweiz. Telegr.- u. Teleph.-Verw. 14 (1936), Nr. 2, 3 und 4, S. 41—55, 81—90, 152—156.

Pinewood film studios. Electr. Rev., London 119 (1936), S. 523—525.

Air conditioning of broadcasting studios. V. Balasubramanyan. Electrotechnics, Bangalore 1936, Nr. 9, S. 84—88.

The acoustical design of broadcasting studios. H. L. Kirke. J. Instn. electr. Engr. 78 (1936), Nr. 472, S. 404—431; Proc. Wirel. Sect. Inst. electr. Engr. 11 (1936), S. 65—92.

N B C studio design. R. M. Morris & G. M. Nixon. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 68—69, 81—90; Radio Corp. America Rev. 1 (1936), S. 64—79.

The acoustical planning of broadcasting studios. G. St. McAllister. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 68.

Fhe effect of distance in the broadcasting studio. A. V. Rabinovich. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 199—203.

5. Schallübertragung und Rundfunk

Noise-suppression in the receiver. W. N. Weeden. Wirel. Engr. 13 (1936), Nr. 154, S. 365—369.

Die übertragungstechnischen Vorbereitungen für die 11. Olympiade Berlin 1936. Schad. Dtsch. Elektro-Handw. 14 (1936), Nr. 29, S. 769.

Die neuen tragbaren Übertragungsgeräte der Reichs-Rundfunk-Gesellschaft. K. Hoffmann u. U. Tuchel. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 19, S. 514—517.

Dispositivi elettroacustici. Radio giornale, Milano 1936, Nr. 12.

Neuartige Schalteinrichtungen der Rundfunkübertragungstechnik. K. Hoffmann. Rdsch. Techn. Arbeit 1936, Nr. 32, S. 3.

Verzerrungsmeßplatz für Rundfunkleitungen. E. Freystedt u. W. Langsdorff. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), Nr. 4, S. 79—84; Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 2.

Anzeigende Überwachungsgeräte für Rundfunkübertragungen. H. K. Liersch. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 2; Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 7, S. 259—261.

Die Funksprechanlage für die überseeische Rundfunkübertragung des 32. Intern. Eucharistischen Kongresses. A. M. Stevens. Elektr. Nachr.-Wesen 14 (1936), Nr. 2, S. 108—116.

Ein neuartiges Gerät zur Amplitudenüberwachung im Rundfunkbetrieb und anderen elektroakustischen Anlagen. W. Nestel u. H. G. Thilo. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 8, S. 197—199.

Verständlichkeit und Lautstärke bei Frequenz- und Amplitudenbegrenzung. F. Strecker. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12; S. 568—572, Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6 (1936), Nr. 4, S. 261—266; Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 174—178.

Untersuchungen über den Einfluß der Modulation mit veränderlichem Trägerwert auf die Empfangsgüte. W. Lampe. Lorenz-Ber. 1936, Nr. 1, S. 3—36.

Ein neues Gerät zur Messung der Phasenmodulation an Rundfunksendern. F. Gutzmann. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 11, S. 475—479; Lorenz-Ber. 1936, Nr. 3/4, S. 69—76.

Über die Möglichkeit der Beseitigung von Geräuschen in Röhren-Verstärkern. H. Braude. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 10, S. 860—880.

Fluctuation noises in thermionic valves. N. J. Chistyakov. Izv. Elektroprom. Slab. Toka 1936, Nr. 3, S. 1—12.

Prinzipielle Untersuchungen über das Klingen von Verstärkerröhren. W. Graffunder u. H. Rothe. Telefunken-Röhre 1936, Nr. 6, S. 36—57; Nr. 8, S. 147—157.

Die Klirrfaktoren niederfrequenter Verstärker- und Endröhren. H. Hertel. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 4, S. 135—140.

Rauschspannungen an Schwingungskreisen. R. Feldtkeller. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 2.

Weitere Verbesserungen der Wiedergabe. K. Nentwig. Telegr.-Prax. 16, Nr. 5, S. 70—72.

A propos de haute fidélité. M. Chauvierre. Onde électr. 15 (1936), Nr. 169, S. 59—61.

Separate treble and bass amplifiers provide true tone. P. P. Smith. Radio News 18 (1936), Nr. 5, S. 291, 317.

Die Ermittlung der Brummspannung bei Netzgeräten. K. Nentwig. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 8, S. 314—317.

Fluctuation noise in vacuum tubes which are not temperature-limited. F. C. Williams. J. Instn. electr. Engr. 78 (1936), Nr. 471, S. 326—332.

6. Schallübertragung auf Leitungen

Elektrische Sprach- und Musikübertragung. H. J. v. Braunmühl. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 145—155; Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 539—549.

Über die Verteilung der Sprechspannungen bei der Übertragung zahlreicher trägerfrequenter Gespräche. D. Thierbach u. H. Jacoby. Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 159—163.

Versuche über Amplitudenbegrenzer für Fernsprechverbindungen. F. Strecker. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 10, S. 341—357.

Die nichtlineare Verzerrung in langen Fernsprechkabeln und ihr Einfluß auf die Verständlichkeit der Sprache. F. G. Lüschen. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), Nr. 2, S. 27—33; Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 1, S. 17—23.

Über die Symmetrie von Schaltungen und die Ursachen der Störgeräusche und des Übersprechens auf Fernsprechleitungen. Schwachstr.-Bau- u. Betr.-Techn. 12 (1936), Nr. 8, S. 115—123.

Das Nebensprechen zwischen parallelen koaxialen Leitungen. H. Kaden. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 11, S. 389—397.

Das Nebensprechen in nichtlinearen Übertragungssystemen. H. Tischner. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 12, S. 419—425.

Measuring telephone transmission. R. A. Clark. Teleph. Engr. 40 (1936), Nr. 7, S. 19—21, 28.

The transmission characteristics of telephone lines and equipment. R. A. Clark. Teleph. Engr. 40 (1936), Nr. 11, S. 15—18.

Über die Addition von Geräuschspannungen. P. Oehlen. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), Nr. 1, S. 17—20.

Der Klirrfaktor. Radiohändler 13 (1936), Nr. 6, S. 223—224; Funkschau 1936, Nr. 1, S. 3—4.

Long distance telephone system by means of frequency inversion. N. Shinohara & M. Konomi. Nippon electr. Communic. Engng. 1936, Nr. 3, S. 171—184.

Trägerfrequente Rundfunkübertragung über Freileitungen. H. Herrmann. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6, Nr. 2; A. Haag. Elektrotechn. Z. 57 (1936), Nr. 16, S. 448.

7. Mikrophone

Über moderne Mikrophone und Telephone. H. Jacoby u. H. Panzerbieter. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 3, S. 75—84; Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6 (1936), Nr. 1, S. 69—78.

Einiges über Mikrophone. R. J. Wittwer. Dtsch. Rundfunk 14 (1936), Nr. 13, S. 55—56.

Microphones-construction and principles of operation of various types. H. B. Dent. Wirel. Wld. 38 (1936), S. 284—286.

On the theory of the electro-dynamic microphone. L. Y. Gutin. J. techn. Physik 6 (1936), Nr. 11, S. 1858—1904.

Carbon microphones. K. Kolayashi. Nippon electr. Communic. Engng. 1936, Spl., S. 377—380.

Untersuchungen an Kohlemikrophonen. E. Waetzmann u. G. Kretschmer. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 5, S. 149—161.

Progrès récents dans les recherches relatives aux microphones à charbon. P. S. Goucher. Ann. Postes Télégr. 25 (1936), Nr. 3, S. 289—296.

Spontaneous resistance fluctuations in carbon microphones and other granular resistances. C. J. Christensen u. G. L. Pearson. Bell Syst. techn. J. 15 (1936), S. 197—223; Bell Teleph. Lab. Monogr. B-922. 27 S.

Mathematischer Beitrag zur Erklärung der spontanen Mikrophonschwankungen. G. Kretzschmer. Elektr. Nachr.-Wesen 13 (1936), Nr. 6, S. 198—205.

Beitrag zur Frage der Sprachübertragung aus geräuscherfüllten Räumen. H. J. v. Braunmühl u. W. Weber. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 12, S. 414—419.

Temperaturmessungen an Kohlemikrophonen. G. Kretzschmer u. A. Ueberschuss. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 5, S. 162—163.

Die Prüfung von Mikrophonen. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 6, S. 216—218.

The calibration of microphones. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 300—305; Electr. Engng. 55 (1936), Nr. 3, S. 241—245.

Microphone characteristics for P. A. service. C. J. Brown. Service, März 1936.

Verfahren zur Prüfung des Frequenzganges von Mikrophonen. M. H. Alker. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 5, S. 180; Funk 1936, Nr. 8, S. 236.

La distortion non lineaire des microphones à charbon. T. Korn. Wiadomosci i prace państw. inst. telekom. 7 (1936), Nr. 3/4, S. 51—54.

Telefonens akustik med en nyt örestykke. P. Jarnak. Ingeniören 45 (1936), Nr. 63, S. 60—63.

A new microphone for amateur use. Television 9 (1936), Nr. 103, S. 536.

The evolution of the Automatic Electric transmitter. H. C. Pye. Strowger techn. J. 5 (1936), Nr. 2, S. 17—23.

A nondirectional moving coil microphone. L. W. Giles. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 236—237.

New directional microphone. Wirel Wld. 39 (1936), S. 882.

A undirectional microphone. H. F. Olson. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 284—301.

A non-directional microphone. R. N. Marshall & F. F. Romanow. Bell Syst. techn. J. 15 (1936), Nr. 3, S. 405—423.

Ein Kondensatormikrophon Ricggerscher Art. J. Kessler. Funk 1936, Nr. 24, S. 761—765.

Kondensatormikrophon mit zweistufigem Verstärker. H. Lennartz. Funktechn. Vorwärts 6 (1936), Nr. 2, S. 52—55.

Ein neues Verfahren zur Eichung eines Konden-

satormikrophons. V. THORSEN. Z. Physik 101 (1936), Nr. 9/10, S. 578—592.

Microphone à condenseur Gautrat. Onde électr. 15 (1936), Nr. 169, S. 1 D—2 D.

Condenser microphone using silk membrane. S. OSHIDA & M. OKAHARA. Nippon electr. Communic. Engng. 1936, Spl., S. 375—377.

Neue kapazitive Mikrophone. W. WEBER. Funktechn. Vorwärts 6 (1936), Nr. 15, S. 33—37.

Le condenseur employé comme microphone. J. B. POMEY. Rev. gén. Electr. 39 (1936), Nr. 20, S. 720—722.

Velotron microphone. Electronics 9 (1936), Nr. 8, S. 54.

A static velocity microphone. Electronics 9 (1936), Nr. 9, S. 21—22.

Einzelheiten vom Kristall-Mikrophon. K. NENTWIG. Telegr.-Prax. 16 (1936), Nr. 14, S. 215—216; Dtsch. Rundfunk 14 (1936), Nr. 1, S. 57—58.

A new and boomless ribbon mike. J. H. POTTS. Radio News 18 (1936), Nr. 5, S. 273.

Mikrophon-Vorverstärker für Bändchen- und Kondensatormikrophone. M. ZIMMERMANN. Funk 1936, Nr. 21, S. 669—671.

Transformator für Mikrophone. H. B. DENT. Wirel. Wld. 38 (1936), S. 529—530.

8. Lautsprecher

A study of theater loud speakers and the resultant development of the shearer two-way horn system. J. K. HILLIARD. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 45—60; Electronics 9 (1936), Nr. 3, S. 24—27.

Großlautsprecheranlagen und Zusatzeinrichtungen für den 32. Intern. Eucharistischen Kongreß. R. T. MULLEADY & W. WHITE. Elektr. Nachr.-Wesen 14 (1936), Nr. 1, S. 8—20.

A high quality reproducing system for small theaters. H. PFANNENSTIEHL, E. O. SCRIVEN & J. F. D. HOGE. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 476.

New reproducer system for small theatres. P. PULLER. Bell Lab. Rec. 15 (1936), Nr. 1, S. 25—29.

A sound-picture reproducing system for small theaters. G. PULLER. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 582—589.

Lautsprecheranlage für ein Varieté-Theater. W. TAPPE. Radiohändler 13 (1936), Nr. 25, S. 921—923.

Ein neues Verfahren zur Schallversorgung großer Flächen. C. TRAGE. Telegr.- u. Fernspr.-Techn. 25 (1936), Nr. 5, S. 120—123.

Einzigartige Lautsprechertechnik auf dem Reichssportfeld. Kinotechn. Rdsch., Beil. z. Film-Kurier 18 (1936), Nr. 31, S. 1.

Tragbare Lautsprecheranlagen großer Einsatzbereitschaft. Funk 1936, Nr. 12, S. 379—380.

Theory of the loudspeaker and of mechanical oscillatory circuits. H. RODER. Radio Engng. 16 (1936), Nr. 8, S. 21—25.

Lautsprecher auf neuen Wegen. E. NESPER. Radiohändler 13 (1936), Nr. 19, 20, 21, S. 687—691, 722—723, 757—758.

Über Lautsprecher. L. GUTIN. Techn. Physik USSR 3 (1936), Nr. 1, S. 81—88.

Lautsprecherprobleme. F. W. GUNDLACH. Dtsch. Rundfunk 14 (1936), Nr. 21, S. 56—57.

Dividing networks for loud speaker systems. J. K. HILLIARD & H. R. KIMBALL. J. Soc. Motion Picture Engr. 27 (1936), S. 61—73.

The vacuum tube oscillator for membranes and plates. R. S. COLWELL. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 228—230.

Der Einfluß der Größe und Form von Schallschirmen auf die Schallabstrahlung von Lautsprechern. G. BUCKMANN. Z. techn. Physik 17 (1936), Nr. 12, S. 563—568; Akust. Z. 1 (1936), Nr. 3, S. 169—174.

Putting public address to world. H. J. BENNER. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 25—27.

The appraisement of loud-speakers. F. H. BRITTAIN. J. General Electric Comp. 7 (1936), S. 266—276.

Rivals vesuvius in sound-producing power. L. M. COCKADAY. Radio News 18 (1936), Nr. 5, S. 269 bis 271.

Public address systems. W. C. DORF. Radio News 17 (1936), Nr. 8, S. 466—167, 504.

A method for obtaining natural directional effects in a public address system. R. D. FAY. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 3, S. 239.

Loud speaker design. P. MASSA. Electronics 9 (1936), Nr. 2, S. 20—24.

Die Wiedergabe von Ausgleichsvorgängen durch einen Trichterlautsprecher. N. W. MCLACHLAN & A. T. MCKAY. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 8, S. 251—259.

Transient oscillations in a loudspeaker horn. N. W. MCLACHLAN & A. T. MCKAY. Proc. Cambridge Publ. Soc. 32 (1936), Nr. 2, S. 265—275.

Loudspeakers for high-fidelity large-scale reproduction of sound. F. MASSA. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 2, S. 126—132.

Improvements in loudspeakers at low frequencies. B. OLNEY. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 31.

A method of eliminating cavity resonance, extending low-frequency response and increasing acoustic damping in cabinet type loudspeakers. B. OLNEY. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), S. 67, 104—111.

Loudspeaker acoustics and measurements. S. V. PERRY. Electronics 9 (1936), Nr. 11, S. 9.

Loud speaker inter communication. J. H. REYNER. Wirel. Wld. 39 (1936), S. 882.

Speaker design: recent developments in the loud-

speaker industry. J. Q. Tiedje. Radio Engng. 16 (1936), Nr. 1, S. 11, 14.

Characteristics of cone-type dynamic loud-speakers and their design precautions. H. Wada. Nippon electr. Communic. Engng. 1936, Nr. 4, S. 363—365.

Note sur le fonctionnement des haut-parleurs électrodynamiques. N. Mezey. Onde électr. 15 (1936), Nr. 176, S. 487—497.

Dynamische Lautsprecher. G. Nüsslein. Funktechn. Mh. 1936, Nr. 3, S. 81—91; Funk 1936, Nr. 6, 7, S. 167—174, 208—210.

Combination horn and direct radiator loud-speaker. H. F. Olson & R. A. Hackley. Proc. Instn. Radio Engr. 24 (1936), Nr. 12, S. 1557—1566.

A compound horn loudspeaker. H. F. Olson & F. Massa. J. Acous. Soc. Am. 8 (1936), Nr. 1, S. 48—52.

A new treatment of the horn-diaphragm coupling chamber for receiver measurements. C. K. Stedman. J. Acous. Soc. Am. 7 (1936), Nr. 4, S. 265—270.

Loud speaker measurements. F. Massa. Electronics 9 (1936), Nr. 7, S. 18—21, 56.

Meßverfahren für Lautsprecher. Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. 27 (1936), Nr. 22, S. 642.

Anpassung der Zusatz-Lautsprecher. E. Nesper. Radiohändler 13 (1936), Nr. 26, S. 940—942.

Wärmefragen bei fremderregten Kinolautsprechern. P. Hatschek. Kinotechn. 18 (1936, Nr. 17, S. 265—277.

Dauermagnete für Lautsprecher. R. Wilke. Funk 1936, S. 103—106; Funktechn. Mh. 1936, Nr. 2, S. 41—45.

Ecrans pour haut-parleurs. Wirel. Wld. 38 (1936), S. 508—509.

9. Telephone

Lautfernsprecher in neuer Ausführung. Siemens-Z. 16 (1936), Nr. 1, S. 27—28.

The magnetic telephone — its design and characteristics. A. E. Woodruff. Strowger techn. J. 5, Nr. 1, S. 1—5, 16.

Fünfundsiebzig Jahre Fernhören. Eine Erinnerung an Philipp Reis, den Erfinder des Fernsprechers. A. Verleger. Arch. Post Telegr. 64 (1936), Nr. 11, S. 310—319.

Telephone research and problems of the deafened, J. C. Steinberg. Bell Teleph. Quart. 15 (1936). Nr. 1, S. 3—12.

A new subscriber's loudspeaking telephone. L. E. Ryall. Post Office electr. Engr. J. 29 (1936), Nr. 1, S. 6—15.

Elektrische und akustische Eigenschaften der neuen Fernsprech-Tischstation Modell 36. A. Pfeiffer u. F. Pfleiderer. Veröff. Geb. Nachr.-Techn. 6 (1936), Nr. 1, S. 79—87; Schwachstr.-Bau- u. Betr.-Techn. 12 (1936), Nr. 6, S. 81—89; Fortschr. Fernspr.-Techn. 1936, Nr. 4, S. 4—12.

Lichttelephonie. J. W. L. Köhler. Philip's Techn. Rdsch. 1 (1936), Nr. 5, S. 152—157.

Telephonie auf dem Lichtstrahl einer Glimmlampe. W. Möller. Funk 1936, Nr. 5, S. 147—149.

Elektroakustische Grundlagen der Güte des Fernsprechapparates. T. Korn. Elektr. Nachr.-Techn. 13 (1936), Nr. 7, S. 219—229.

A new monitoring telephone receiver. H. F. Olson. J. Soc. Motion Picture Engr. 26 (1936), S. 482 bis 483; 27 (1936), S. 537—544.

A new compact under-water telephone set by means of supersonic carrier waves. T. Tsumura. J. Inst. electr. Engr. Japan 1936, S. 892—895.

Experimentelle Untersuchungen an Resonanztelephonen. E. Waetzmann u. H. Kalusche. Ann. Physik (5) 27 (1936), Nr. 1, S. 15—28.

(Fortsetzung folgt.)

NACHRICHTEN

Große Deutsche Funkausstellung in Berlin

August 1937

Die Vielzahl der Aufgaben, die bis zur Schaffung des heutigen Rundfunkempfängers gelöst werden mußte, brachte es mit sich, daß in den vergangenen Jahren häufig einzelne Teilaufgaben mit besonderem Nachdruck gefördert wurden. So wurde z. B. mit dem Aufkommen des Überlagerungsempfängers größtmögliche Reichweite und Trennschärfe zum obersten Grundsatz erhoben und der Niederfrequenzteil und die Klangqualität darüber bisweilen vernachlässigt. Schon die Ausstellung des vorigen Jahres zeigte, daß die Entwicklung viel ruhiger und stetiger geworden ist. Die Apparate werden mehr als eine Einheit behandelt, bei dem ein Teil so wichtig ist wie der andere.

Wenn man trotzdem auf der Funkausstellung 1937 eine bestimmte Richtung in der Entwicklung sehen will, so kann man eigentlich nur das weitere Vordringen des Superhets feststellen. Damit hat in gewisser Hinsicht das Verlangen nach dem Emp-